ENCYCLOPÉDIE PHOTOMÉTRIQUE

AVIS DE L'ÉDITEUR

On connaît deux sortes d'êtres physiques. Les uns, y compris les électrons isolés, ont le caractère d'une substance ; les autres sont du rayonnement. Encore, les premiers ne sont-ils peut-être, en dernière analyse, que les discontinuités du rayonnement.

Or, tandis que les mesures sur les substances ont en général abouti à des techniques de haute précision, il n'en va pas encore de même pour le rayonnement, du moins en ce qui concerne les mesures quantitatives — mesures qui, prises dans leur ensemble, constituent la Photométrie, *au sens généralisé du mot.*

Cependant, il est possible, avec de l'esprit de méthode, de réaliser dès à présent sur le rayonnement des mesures de bonne qualité, parfois même de très bonnes mesures, telles qu'elles sont devenues utiles ou nécessaires à toutes les branches de la science ou de la technique qui attiennent au rayonnement, c'est-à-dire, en fait, à leur universalité.

En considération de l'importance que ces mesures ont prise, à l'usine comme à l'atelier, au studio comme à la clinique, au laboratoire comme devant la Nature, la Revue d'Optique *a pris la décision d'éditer, sous le nom d'*Encyclopédie photométrique, *une collection d'ouvrages consacrés chacun à un chapitre ou à un aspect de la photométrie. Elle a eu le bonheur à cet effet de grouper dès son premier appel autour de M. Charles Fabry une phalange d'auteurs tout particulièrement qualifiés, qui ont accepté avec le plus grand dévouement la tâche non seulement d'écrire et, par conséquent, de penser un ouvrage nouveau, mais encore, le plus souvent, de préparer celui-ci par des recherches ou par des expériences personnelles.*

Le plan général d'une telle encyclopédie est forcément arbitraire. Les tables des matières empiètent les unes sur les autres. On a accepté cet inconvénient, plutôt que d'obliger chaque auteur, par une limitation excessive des programmes individuels, à une dépendance étroite vis-à-vis de ses collègues.

On a visé à établir un plan complet, compte tenu de l'état actuel de développement des moyens de mesure. Du point de vue de la logique pure, on aurait dû ajouter quelques chapitres. Par exemple, la mesure de la pression de radiation constituerait, si elle était praticable, un procédé très général de mesure des rayonnements réfléchis ou absorbés : quant à présent, ce moyen est inexistant. Les effets biologiques de la lumière ne peuvent pas non plus, pour le moment, servir de mesure à celle-ci : c'est seulement en sens contraire que la gradation du rayonnement permet de doser ses effets biologiques.

Le plan actuel recevra peut-être des modifications avant que son exécution soit achevée : ce serait la preuve qu'une branche de la science ou de la technique aurait marqué un progrès essentiel.

20 mars 1927. G. GUADET.

Parmi les ouvrages dont le programme général est annoncé ci-contre, les suivants paraîtront les premiers :

G. RIBAUD : Pyrométrie optique.
P. FLEURY : Étalons photométriques.
Ch. FABRY : Méthodes et instruments de la photométrie visuelle.



PLAN GÉNÉRAL DE L'ENCYCLOPÉDIE PHOTOMÉTRIQUE

PREMIÈRE SECTION

GÉNÉRALITÉS

Tome I. Ch. FABRY . . . . . Introduction générale à la photométrie.
— II. Institut d'Optique. . Sources et sélecteurs de radiations.
— III. J. DUFAY . . . . . Diffuseurs.
— IV. A. GUNTZ et F. CROZE. Effets de luminescence. Écrans luminescents.

DEUXIÈME SECTION

PHOTOMÉTRIE PHYSIQUE

Tome I. D. CHALONGE et J. LECOMTE. . . . . Mesure énergétique des radiations. Spectrophotométrie absolue.
— II. H. BUISSON . . . . Photométrie par noircissement photographique. Microphotométrie.
— III. L. DUNOYER . . . . Photométrie par effets électriques.
(Voir aussi, pour la photométrie par effets de luminescence, le tome IV de la première section.)

TROISIÈME SECTION

PHOTOMÉTRIE VISUELLE

Tome I. H. PIERON . . . . . Bases psychophysiologiques de la photométrie visuelle.
— II. P. FLEURY . . . . . Étalons photométriques.
— III. Ch. FABRY . . . . . Méthodes et instruments de la photométrie visuelle.
— IV. G. GUADET. . . . . Colorimétrie.

QUATRIÈME SECTION

CAS EXTRÊMES

Tome I. R. MESNY . . . . . Mesure du rayonnement des radiations hertziennes.
— II. A. DAUVILLIER . . . Mesure de l'intensité des rayons X et des rayons gamma. Dosimétrie radiologique.
— III. J. CABANNES . . . . Mesures sur les rayonnements très faibles.
— IV. N... . . . . Mesures sur les rayonnements brefs ou fugitifs.

CINQUIÈME SECTION

MESURES SUR L'ÉMISSION

Tome I. N... . . . . Analyse des substances par leurs pouvoirs d'émission
— II. A. ANDANT. . . . . Analyse des substances par leurs pouvoirs de luminescence.
— III. N... . . . . Examen photométrique des lampes.
— IV. G. RIBAUD . . . . . Pyrométrie optique.
— V. A. DANJON . . . . . Photométrie astronomique.

SIXIÈME SECTION

MESURES SUR L'ABSORPTION, LA RÉFLEXION ET LA DIFFUSION

Tome I. J. LECOMTE et D. CHALONGE. . . . . Analyse des substances par leurs pouvoirs de réflexion et d'absorption.
— II. N... . . . . Analyse des substances par leurs pouvoirs de diffusion.
— III. Institut d'Optique. . Mesures de transparence et de réflexion des pièces optiques. Mesure de la clarté des instruments.

(Voir aussi les chapitres concernant l'absorption et la diffusion dans J. CABANNES : Optique atmosphérique.)

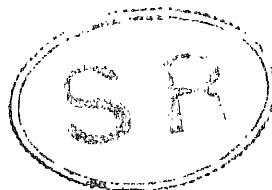
SEPTIÈME SECTION

DOSAGES LUMINEUX

Tome I. L. P. CLERC . . . . Le dosage de la lumière dans les arts photographiques.
— II. N... . . . . Le dosage de la lumière dans les phares et les appareils de projection, de signalisation et d'exploration.
— III. N... . . . . Le dosage de la lumière dans l'éclairage.
— IV. N... . . . . Le dosage des irradiations. Dosimétrie photothérapique.

ENCYCLOPÉDIE PHOTOMÉTRIQUE

Première section -- Généralités.



I

INTRODUCTION GÉNÉRALE

A LA

PHOTOMÉTRIE

PAR

CHARLES FABRY

PROFESSEUR A LA SORBONNE ET A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
DIRECTEUR GÉNÉRAL DE L'INSTITUT D'OPTIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

165, Rue de Sèvres ; 3 et 5, Boulevard Pasteur, Paris (XV^e)

1927

PRÉFACE

Sous le nom de *photométrie* on entend généralement la mesure des rayonnements par l'impression visuelle qu'ils produisent. C'est dans un sens beaucoup plus large que ce mot sera entendu dans l'*Encyclopédie* dont le présent volume est l'introduction; prenant le mot « lumière » (φῶς, φωτός) dans le sens général de « rayonnement », quelle qu'en soit la longueur d'onde, on entendra par « photométrie » la mesure de l'intensité des rayonnements, visibles ou non visibles, quelle que soit leur place dans le spectre et quel que soit l'appareil de mesure employé. Dans cet ensemble, les mesures visuelles occuperont naturellement une place importante, mais non pas la place unique.

La question étant ainsi posée, il devient évident que les impressions visuelles ne peuvent pas être mises à la base de la photométrie; les notions fondamentales doivent être prises dans les propriétés énergétiques des rayonnements, qui en définissent l'intensité par une propriété spécifique, indépendante de l'infinie complexité des phénomènes psycho-physiologiques de la vision. Il est vrai que, du point de vue historique, toute la science des radiations a commencé par l'étude des impressions visuelles, mais c'est une erreur que de vouloir conserver cette base à une science très avancée.

La photométrie, au sens que je viens d'indiquer, est, avec ses applications, une science très vaste, qu'une seule personne eût difficilement pu traiter. J'ai eu la bonne fortune de trouver des promesses de collaboration auprès d'un grand nombre de physiciens, qualifiés pour traiter les diverses parties du sujet; j'espère que nous arriverons, en un temps relativement court, à couvrir le programme que nous nous sommes tracé. Je dois des remerciements à tous ceux qui ont bien voulu accepter d'être mes collaborateurs, et parmi eux tout particulièrement à M. G. Guadet, chef du service de documentation à l'Institut d'Optique, à qui est dû le plan d'ensemble de l'*Encyclopédie photométrique*, et qui m'a aidé par un grand nombre de suggestions intéressantes.

Ce premier volume est destiné à donner les notions fondamentales, les définitions et les unités dont on a constamment à faire usage dans les mesures de rayonnement. Pour les raisons que je viens d'indiquer, ce sont les définitions énergétiques qui sont prises comme base, les définitions « visuelles » ne venant qu'ensuite. De même que le mot « lumière » est pris dans le sens général de « radiation », j'ai été amené à étendre le sens des mots courants qui, à l'origine, ont été employés uniquement pour les radiations visibles. C'est ainsi que je ne vois aucune difficulté à parler de l' « éclairement » produit par des radiations non visibles, en ajoutant seulement l'adjectif « énergétique » pour rappeler de quelle manière, indépendante de l'œil, il est défini et mesuré. Cette forme de langage permet d'employer des mots connus et dont le sens est immédiatement compris, pour désigner des quantités importantes, sans employer de lourdes périphrases ni créer de fâcheux néologismes. J'espère que même les personnes attachées à l'étymologie voudront bien accepter cette extension très commode de mots connus.

La bibliographie a été rejetée à la fin du volume; les numéros entre crochets placés dans le texte y renvoient. Les questions abordées étant très nombreuses, un volume entier aurait été nécessaire pour en donner une bibliographie complète; elle sera donnée en détail dans les volumes s'occupant des diverses questions dont on a seulement voulu donner ici les principes généraux; je me suis borné à donner ici les indications les plus récentes relatives aux définitions et aux données numériques citées dans ce volume.

Ch. Fabry.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

A LA

PHOTOMÉTRIE

CHAPITRE I

RADIATIONS SIMPLES; LEUR CLASSIFICATION

1. Radiations simples. — L'élément simple de tout rayonnement est la *radiation simple* ou *monochromatique*. Tout rayonnement est formé de ces mêmes éléments, en proportions diverses selon les cas.

Ces radiations simples sont en nombre infini; elles forment une série continue, sans solution de continuité, comme les points d'un segment de droite. Dans cet ensemble se trouve un petit groupe de radiations qui impressionnent notre œil en nous donnant la sensation de lumière avec les diverses sensations de couleur. L'ensemble de ces *radiations visibles* se prolonge, des deux côtés, par une série beaucoup plus étendue de radiations non visibles.

2. Fréquences et longueurs d'onde. — Chaque radiation simple doit être caractérisée par un nombre.

On peut, de bien des façons, faire un numérotage arbitraire. Par exemple, si on sépare les radiations au moyen d'un prisme, on obtient un *spectre ;* chaque radiation peut y être définie par son abscisse, comptée à partir d'une origine arbitraire. Un tel numérotage (souvent employé autrefois) est tout à fait arbitraire et n'a aucune relation simple avec le numérotage fait au moyen d'un autre appareil. Pour obtenir un numérotage rationnel il faut se servir de données numériques vraiment caractéristiques des diverses radiations. Ces données sont fournies par la nature périodique du phénomène lumineux.

L'étude directe d'une radiation simple conduit à la conclusion suivante, indépendamment de toute hypothèse : une radiation simple est due à un phénomène périodique qui se propage. La vitesse de propagation est révélée par des observations astronomiques et par des expériences terrestres. Elle est très grande, mais cependant bien accessible à la mesure. La périodicité est démontrée par les phénomènes d'interférence.

Dans un phénomène périodique qui se propage, quelle qu'en soit la nature, il y a trois éléments fondamentaux à considérer :

1° La *période* T, ou la *fréquence* (nombre de périodes par unité de temps) $\nu = \frac{1}{T}$;

2° La *vitesse de propagation de la phase* V;

3° La *longueur d'onde* λ est la longueur dont se propage le phénomène pendant une période; elle est donc liée aux deux quantités précédentes par l'équation

$$\lambda = VT,$$

ou

$$\lambda = \frac{V}{\nu}.$$

La longueur d'onde peut être définie comme étant la *période dans l'espace ;* deux points distants, dans la direction de la propagation, d'une longueur d'onde ou d'un nombre entier de longueurs d'onde subissent des perturbations qui sont en concordance de phase.

Ces notions sont applicables à tout phénomène périodique qui se propage. Voyons comment elles se présentent dans le cas des radiations.

La vitesse de propagation est extrêmement grande, si on la compare aux vitesses auxquelles nous sommes habitués. Dans le vide, elle est rigoureusement la même pour toutes les radiations, et sa valeur est

$$c = 299\,800 \text{ kilomètres par seconde}$$
$$= 2{,}998\ 10^{10} \text{ centimètres par seconde.}$$

Dans un milieu dont l'indice de réfraction est n, la vitesse est $V = \frac{c}{n}$, et comme n varie un peu d'une radiation à une autre (phénomène de la dispersion) les vitesses de propagations des diverses radiations sont légèrement inégales. Par exemple, dans les milieux transparents habituels (verre, eau, etc.), les radiations rouges se propagent un peu plus vite que les violettes.

Chaque valeur de la *fréquence* caractérise une radiation simple. Quels que soient les accidents que puisse subir cette radiation simple (réflexion, réfraction, diffusion, absorption, etc.), la fréquence reste invariable. C'est en cela que consiste le principe de l'invariabilité de la radiation simple. Il n'y a d'exception que dans le cas où la radiation rencontre des corps animés de mouvements très rapides par rapport à la source ou à l'observateur (effet Doppler-Fizeau), et encore le changement de fréquence est-il pratiquement négligeable du point de vue technique. Il faut exclure aussi les cas où il y a absorption et réémission (fluorescence, phosphorescence).

En résumé, chaque radiation simple est caractérisée par une valeur

déterminée de la fréquence. Pour les radiations lumineuses, ces fréquences sont extraordinairement grandes; par exemple, en prenant la seconde comme unité de temps, une radiation produisant sur l'œil l'impression de couleur verte pourra avoir une fréquence d'environ 6×10^{14}. Aussi ces fréquences ne sont-elles pas accessibles à la mesure directe; la périodicité dans le temps ne se manifeste que par l'intermédiaire de la périodicité dans l'espace.

De ce qui précède il résulte que la longueur d'onde, $\lambda = \frac{V}{\nu}$, dépend à la fois du milieu où se fait la propagation et de la fréquence qui caractérise la radiation simple. Toutefois, si l'on considère la propagation dans le vide, c est constant, et λ ne dépend que de la radiation simple considérée. Comme les longueurs d'onde sont accessibles à des mesures très précises, tandis que les fréquences ne le sont pas, on est conduit à *caractériser chaque radiation simple par sa longueur d'onde.*

Pour des raisons d'ordre pratique on mesure et on donne les longueurs d'onde dans l'air à 15° sous la pression de 76 cm. Ces valeurs ne diffèrent pas beaucoup des longueurs d'onde dans le vide, parce que l'indice de l'air (environ 1,0003) diffère très peu de l'unité. Si une certaine radiation a pour longueur d'onde dans le vide λ_0, et si λ est sa longueur d'onde dans l'air, on a $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ en désignant par n l'indice de l'air pour la radiation considérée. Comme les valeurs de l'indice de l'air sont très exactement connues, il est facile de passer des longueurs d'onde dans l'air à celles dans le vide, ou inversement.

3. Unités. — Les longueurs d'onde dans l'air seront finalement les données numériques servant à caractériser les diverses radiations. Ce sont des longueurs très petites (ce qui n'empêche pas qu'on les mesure avec une extrême précision); pour les radiations visibles elles sont inférieures au millième de millimètre. Pour les exprimer, il est commode d'employer une unité à leur échelle. On se sert des unités suivantes :

Micron ou millième de millimètre (abréviation μ).

Millimicron ou millième de micron (abréviation mμ) (1).

Angström ou dix-millième de micron (abréviation A).

1 angström $= 10^{-4}\,\mu = 10^{-8}$ cm $= 10^{-10}$ mètre.

La longueur d'onde d'une radiation jaune pourra donc s'écrire :

$$0^{\mu},5893 = 589,3 \text{ m}\mu = 5\,893 \text{ A}.$$

(1) On a souvent employé, pour le millimicron, l'abréviation $\mu\mu$; cette notation est parfaitement incorrecte et doit être abandonnée. D'après les conventions universellement adoptées, $\mu\mu$ doit désigner le millionième du micron.

Les longueurs d'onde des radiations visibles s'échelonnent de

$$0^{\mu},4 \text{ à } 0^{\mu},8$$
$$\text{ou} \quad 400 \text{ à } 800 \text{ m}\mu$$
$$\text{ou} \quad 4\,000 \text{ à } 8\,000 \text{ A.}$$

La *fréquence* étant l'inverse d'un temps, l'unité employée pourra être (seconde) $^{-1}$. Avec cette unité, les fréquences des radiations visibles s'échelonnent entre 4×10^{14} et $7,5 \times 10^{14}$; ce ne sont pas des nombres très maniables. On a proposé sous le nombre de *fresnel* une unité de fréquence correspondant à l'unité de temps 10^{-12} seconde; les fréquences des radiations visibles vont alors de 400 à 750 fresnels.

Si λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, la fréquence est $\nu = \frac{c}{\lambda_0}$, et comme c, vitesse dans le vide, est constant, les fréquences ne diffèrent de $\frac{1}{\lambda_0}$ que par un facteur constant. On se contente souvent de donner, sous le nom de fréquence, l'inverse de la longueur d'onde dans le vide exprimée en centimètres, ou, ce qui revient au même, le nombre de longueurs d'onde contenues dans 1 cm dans le vide. Cela revient à prendre comme unité de temps, pour exprimer les fréquences, le temps que met la lumière pour parcourir 1 cm, soit $3,335 \times 10^{-9}$ seconde. Avec cette unité, les fréquences des radiations visibles vont de 13 000 à 25 000.

4. Théorie électromagnétique des radiations. — Les notions qui précèdent laissent absolument indéterminée la nature de la perturbation qui, lorsqu'elle se propage, constitue une radiation. Les fondateurs de la théorie ondulatoire ont affirmé que cette perturbation était une déformation élastique d'un milieu remplissant tout l'espace, et bien des formes de langage encore usitées ont leur origine dans cette hypothèse.

Abandonnant toute hypothèse, on sait aujourd'hui avec certitude que la perturbation qui constitue la radiation est un phénomène électromagnétique. En chaque point d'une onde plane monochromatique règne un champ électrique et un champ magnétique périodiquement variables, situés tous deux dans le plan de l'onde mais, à chaque instant, perpendiculaires entre eux.

Ce changement de point de vue n'a absolument rien changé aux notions de période, de vitesse, et de longueur d'onde qui sont, en quelque sorte, d'ordre purement cinématique en ce sens qu'elles se rapportent à *quelque chose* qui varie en fonction des coordonnées et du temps.

5. Les régions du spectre. — Il n'y a, dans la série des radiations simples, aucune solution de continuité. Seules des raisons de commodité,

de technique ou d'usage font établir des divisions (d'ailleurs à limites assez mal définies) dans cet ensemble continu. Il paraît utile de donner ici les divisions imposées par l'usage, avec quelques indications sur les moyens utilisables pour l'étude des diverses régions.

Ces divisions sont basées sur les considérations suivantes :

1° La plupart des appareils récepteurs ou détecteurs de radiations (par exemple l'œil ou la plaque photographique) ne sont sensibles qu'à un certain groupe de radiations.

2° Aucun milieu (si ce n'est le vide) n'est transparent pour toutes les radiations; d'où la nécessité d'employer telle ou telle substance pour la construction des pièces d'optique selon le groupe de radiations que l'on veut étudier.

3° Bien qu'une même source puisse émettre un groupe très étendu de radiations, on est obligé d'employer des sources différentes pour obtenir, avec une intensité suffisante, des radiations de fréquences très différentes.

On prendra comme point de départ les *radiations visibles* dont les fréquences comprennent 1 octave, avec des longueurs d'onde allant de $0^{\mu},4$ (extrême violet) à $0^{\mu},8$ (extrême rouge) environ. Ce sont ces radiations qui, seules, contribuent à nous donner les sensations de lumière et de couleur. Dans le rayonnement de nos sources de lumière, elles ne forment, le plus souvent, qu'une faible partie de l'énergie totale rayonnée.

Au delà du rouge, vers les longueurs d'onde croissantes (basses fréquences) nous trouvons la série des radiations infra-rouges. Pour leur étude, l'œil ne peut naturellement être d'aucun secours; la sensibilité de la plaque photographique, limitée aux longueurs d'onde inférieures à $0^{\mu},5$ pour les plaques ordinaires, a pu être poussée jusqu'à près de 1 μ par des traitements convenables; elle atteint donc le commencement de l'infrarouge. Le récepteur thermique (Voir chapitre II, § 2) est le seul qui permette d'explorer tout l'infra-rouge (1); malgré la médiocre sensibilité de ce récepteur on a pu, dans les sources ordinaires de lumière, déceler les radiations jusqu'à la longueur d'onde 420 μ (ou 0,42 mm), donnant à l'infrarouge une étendue de près de 9 octaves. Aucune substance n'est transparente à tout cet ensemble de radiations; le verre est pratiquement opaque

(1) C'est probablement pour cette raison que les radiations infra-rouges sont parfois nommées « radiations calorifiques ». Cet adjectif ainsi employé ne signifie rien; toute radiation, quand elle est absorbée, produit une quantité de chaleur équivalente à l'énergie rayonnante disparue. A intensité énergétique égale (Voir chapitre II) toutes les radiations sont également calorifiques; être plus ou moins calorifique est une question de *quantité* et non de *qualité* de radiation. Il est vrai que, dans le rayonnement de certaines sources (par exemple celui des lampes à incandescence), les radiations infra-rouges sont en proportion très grande, et par suite transportent une quantité considérable d'énergie.

Le mot *chaleur rayonnante*, parfois employé pour désigner un rayonnement infra-rouge, est également producteur d'idées fausses. Un rayonnement peut être émis par un corps chaud, il se transforme en chaleur quand il est absorbé, mais il n'est pas *de la chaleur*. De même, l'énergie électrique ou mécanique peut se transformer en chaleur, mais n'est pas de la chaleur.

pour les radiations de longueur d'onde supérieure à 3 ou 4 μ. On arrive à explorer tout l'infra-rouge ou employant successivement des prismes de sel gemme, de fluorine, de sylvine (chlorure de potassium) dont les bandes d'absorption ne se confondent pas.

Les sources ordinaires de radiations (corps chauffés, gaz lumineux, etc.) ne donnent les radiations de l'extrême infra-rouge qu'avec une très faible intensité; pour aller au delà, il faut changer de moyen de production. On arrive alors aux ondes électriques, produites par déplacement de charges électriques dans un conducteur (courant de haute fréquence). Leur domaine rejoint et recouvre même en partie celui de l'infra-rouge, car on a réussi à produire [8] des ondes électriques dont la longueur d'onde ne dépasse pas 200 μ (ou 0,2 mm). On produit à volonté toute la série de ces radiations, jusqu'à des longueurs d'onde se chiffrant par dizaines de kilomètres.

Revenant aux radiations visibles, et passant aux radiations de longueurs d'onde décroissantes, nous trouvons, au-dessous de $0^{\mu},4$, la série des radiations ultra-violettes. La plaque photographique est le récepteur le plus souvent employé pour leur étude, mais on peut se servir aussi du thermomètre, des phénomènes photo-électriques, etc. En allant vers les petites longueurs d'onde on rencontre successivement les particularités suivantes :

— vers $0^{\mu},35$ = 3 500 A le verre cesse d'être transparent (sauf en lames très minces) et ne peut plus être utilisé pour la construction des prismes.

— vers $0^{\mu},29$ = 2 900 A se trouve la fin de spectre solaire; cette limitation est due à l'absorption que les rayons de courte longueur d'onde subissent dans l'atmosphère, à cause de la petite quantité d'ozone contenue dans les couches supérieures.

— vers $0^{\mu},200$ = 2 000 A les plaques photographiequs ordinaires cessent d'être utilisables, à cause de l'opacité complète de la gélatine; on est obligé d'employer des plaques photographiques spéciales.

— vers $0^{\mu},18$ = 1 800 A le quartz cesse d'être transparent; la fluorine devient la seule matière transparente utilisable pour les prismes et lentilles. Presque en même temps, l'air devient opaque même sous de faibles épaisseurs; tous les appareils doivent être placés dans le vide. On arrive alors à la région du spectre appelée « région de Schumann ».

— vers $0^{\mu},12$ = 1 200 A la fluorine devient opaque; aucun milieu, si ce n'est le vide, ne peut transmettre les radiations. Le seul appareil dispersif utilisable est le réseau concave travaillant par réflexion et placé dans le vide.

La plus courte longueur d'onde étudiée par ce procédé est à $0^{\mu},01$ = 100 A (Millikan).

Au-dessous de 100 A se trouve la région la plus difficile et la plus mal connue du spectre; elle comprend des radiations que toute matière absorbe

avec une extrême facilité, produites avec une faible intensité et sur lesquelles les méthodes habituelles de l'optique n'ont pas de prise. Cette région s'étend jusqu'aux rayons X, qui forment la suite naturelle des radiations ultra-violettes, mais avec des longueurs d'onde encore beaucoup plus petites. Les rayons X sont produits par bombardement d'un corps solide par des rayons cathodiques (électrons en mouvement rapide). On les analyse en utilisant le réseau naturel constitué par un cristal; on les décèle par leur

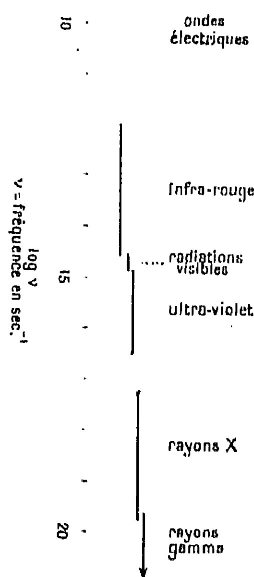


Fig. 1.

action sur la plaque photographique ordinaire ou par l'ionisation qu'ils produisent sur les gaz. Leurs longueurs d'onde actuellement (1) mesurées s'échelonnent de 20 A jusqu'à 0,05 A. Les rayons gamma, spontanément émis par les corps radio-actifs, sont des rayons X de longueurs d'onde encore plus petites, descendant probablement jusqu'à des valeurs inférieures à 0,001 A.

Le tableau suivant résume cette classification des radiations, rangées par ordre de longueur d'onde décroissante ou de fréquence croissante.

(1) Les travaux récents de Dauvillier (1926) ont permis de pousser les mesures de longueurs d'onde des rayons X jusqu'à 130 A.

La même classification est représentée par le diagramme figure 1, où les abscisses sont proportionnelles aux logarithmes des fréquences; une octave y est représentée par une longueur constante de 2 millimètres.

Fréquences sec $^{-1}$		Longueurs d'ordre	
	10^4	30 km.	Ondes électriques
	10^{12}	0,4 mm = 400 μ.	
1,5	10^{12}	0,2 mm = 200 μ.	Infra-rouge
3,7	10^{14}	0,8 μ = 8000 A.	Radiations visibles
7,5	10^{14}	0,4 μ = 4000 A.	
8,6	10^{14}	3 500 A Limite d'emploi des prismes de verre	Ultra-violet
10,4	10^{14}	2 900 A Limite du spectre solaire.	
17	10^{14}	1 800 A Limite de transparence de l'air sous faible épaisseur	
25	10^{14}	1 200 A Limite d'emploi de la fluorine	
300	10^{14}	100 A.	Région entre l'ultra-violet et les rayons X
0,25	10^{18}	20 A.	Rayons X
60	10^{18}	0,05 A	Rayons gamma
3	10^{21}	0,001 A.	

6. Radiations visibles , couleurs. — Le petit groupe des radiations visibles conserve, dans le vaste ensemble des radiations, une importance particulière; c'est à la mesure des intensités de ces radiations que sera consacrée la plus grande partie de ce livre.

Ces radiations produisent en nous, par l'intermédiaire de notre organe visuel, la sensation de *lumière* et celle de *couleur*. Si l'on reçoit successivement sur la rétine les diverses radiations simples par ordre de longueur d'onde croissante, la sensation de couleur varie d'une manière progressive sans solution de continuité; dans cet ensemble continu on peut faire des divisions au moyen des noms de couleur que tout le monde connaît. Il est assez remarquable que toutes les personnes à *vue normale* attribuent assez exactement la même signification à ces dénominations.

Il est naturellement impossible d'assigner des limites précises au groupe des radiations visibles; à énergie égale, l'impression visuelle diminue progressivement et tend vers zéro lorsque l'on approche de l'une ou de l'autre limite; le point où toute impression cesse dépend de l'intensité du rayonnement examiné et aussi de la protection de l'œil contre tout rayonnement étranger.

Du côté des petites longueurs d'onde, les raies H et K du spectre solaire (longueurs d'onde 3 968 et 3 934 A) sont facilement visibles; dans des conditions exceptionnelles d'intensité et de pureté des radiations ainsi

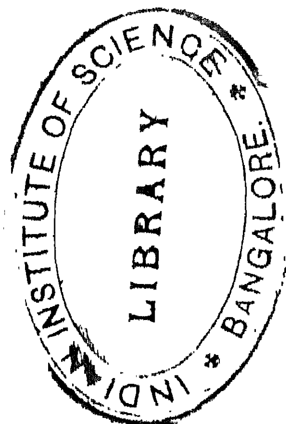
que de protection de l'œil, on peut aller beaucoup plus loin, et recevoir une impression lumineuse appréciable de la radiation 3 665 du mercure. Cependant, la sensibilité de l'œil pour ces radiations situées à la limite de l'ultra-violet est extrêmement faible; elles ne contribuent que pour une part négligeable à nos sensations visuelles. De même, du côté du rouge, on peut obtenir une impression visuelle jusqu'à la longueur d'onde 8 000 et même un peu au delà; mais pratiquement la région située au delà de 7 500 ne produit que des impressions négligeables.

Le tableau suivant donne, autant que cela a un sens, les longueurs d'onde des radiations qui donnent les diverses couleurs de la manière la plus typique.

Violet	4 100
Bleu	4 700
Vert	5 200
Jaune	5 800
Orangé	6 000
Rouge	6 500

Voici, d'autre part, ce que l'on peut considérer comme les séparations des diverses couleurs dans le spectre.

Violet	
. . . .	4 400 A
Bleu	
. . . .	4 900
Vert	
. . . .	5 650
Jaune	
. . . .	5 950
Orangé	
. . . .	6 200
Rouge	
. . . .	



Quelques-unes de ces limites sont relativement bien définies. Par exemple, lorsque l'on arrive à la limite entre le bleu et le vert, il suffit d'un très petit changement de longueur d'onde pour que l'impression passe nettement de bleu au vert, et tous les observateurs s'accordent sur la position de la limite à une cinquantaine d'angströms près. Au contraire, la limite de bleu et du violet est très mal définie.

Le spectre solaire, spectre continu avec de fines lignes d'absorption, offre, à cause même de ces lignes, une série commode de repères. On emploie souvent les désignations données par Fraunhofer à quelques-unes de ces lignes; elles sont indiquées dans le tableau suivant, avec leur longueur

d'onde, la couleur correspondante, et la substance produisant l'absorption.

RAIE	COULEUR	LONGUEUR d'onde	SUBSTANCE ABSORBANTE
A	Rouge	7 593,8	Oxygène } atmosphère terrestre
B	Rouge	6 827,2	Oxygène } atmosphère terrestre
C	Rouge	6 562,8	Hydrogène
D	Jaune	5 893	Sodium
E	Vert	5 269	Fer
b	Vert	{ 5 183,6 / 5 167,3 }	Magnésium; fer
F	Bleu	4 861,3	Hydrogène
G	Bleu-violet	4 308	Fer, calcium
H	Violet	3 968,5	Calcium
K	Violet	3 933,7	Calcium

7. Spectre : échelles diverses. — On obtient le spectre d'un rayonnement en séparant les radiations simples qui le composent et les rangeant par ordre de longueurs d'onde. Mais cette définition laisse indéterminée la loi qui fixe la position de chaque radiation. Une radiation de longueur d'onde λ aura pour abscisses x, à partir d'une certaine origine. On peut écrire $x = f(\lambda)$ avec cette seule condition que la fonction continue f soit, dans l'intervalle considéré, constamment croissante ou constamment décroissante (sans quoi le spectre serait replié sur lui-même, et il y aurait superposition partielle des radiations simples). Selon l'appareil séparateur employé, on peut avoir des lois de dispersion très différentes.

Lorsque la fonction f est linéaire, on dit que l'on a un *spectre normal ;* c'est à peu près ce que l'on obtient au moyen d'un réseau. Les distances des radiations dans le spectre sont alors proportionnelles à leurs différences de longueur d'onde.

Les prismes sont très loin de donner un spectre normal; pour une même différence de longueur d'onde, la distance de deux radiations est beaucoup plus grande dans le violet que dans le rouge. Si l'on compare un spectre normal et un spectre donné par un prisme, avec une longueur totale égale pour l'ensemble des radiations visibles, le spectre prismatique est beaucoup plus dilaté dans sa partie violette et plus resserré dans le rouge. La loi exacte de dispersion dépend de l'angle et de la matière du prisme; d'une manière approximative on a

$$x = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

A et B étant deux constantes.

La distance dx de deux radiations dont les longueurs d'onde diffèrent le $d\lambda$ sera

$$dx = -\frac{2B}{\lambda^3}\,d\lambda,$$

pour une même valeur de $d\lambda$, la distance varie en raison inverse du cube de la longueur d'onde; elle est 6 fois plus grande dans l'extrême violet que dans l'extrême rouge.

Il peut être utile de considérer d'autres lois de dispersion des radiations, même si aucun appareil ne les réalise. Par exemple, il est dans certains cas utile de représenter les radiations avec des abscisses proportionnelles aux fréquences, c'est-à-dire au moyen de la loi

$$x = A + \frac{B}{\lambda}.$$

La figure 2 représente les diverses parties du spectre visible, prises successivement avec les trois échelles : spectre normal, spectre prismatique,

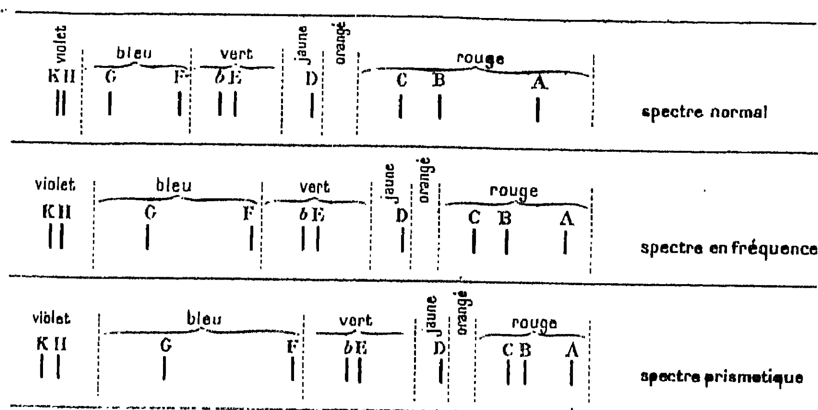


Fig. 2.

spectre en fréquences, en donnant dans les trois cas la même longueur à l'ensemble du spectre visible.

CHAPITRE II

INTENSITÉS ÉNERGÉTIQUES

1. Le rayonnement considéré comme transportant de l'énergie. — Les sensations visuelles sont un phénomène beaucoup trop complexe et trop particulier pour être mis à la base des définitions relatives aux intensités de rayonnement. Même si le but final est de faire des mesures en vue des applications à l'éclairage, il y a intérêt à prendre comme point de départ une propriété du rayonnement plus générale et non dépendante d'un récepteur particulier.

Cette base est fournie de la manière la plus simple et la plus naturelle par la considération de l'énergie que transporte un faisceau de radiations, énergie qui peut être transformée de diverses manières.

Un faisceau de radiations, visibles ou invisibles, transporte de l'énergie à travers l'espace; entre la source qui l'émet et, par exemple, un corps qui l'absorbe, il y a un véritable *transport d'énergie.* C'est l'énergie ainsi transportée par unité de temps qui constitue la mesure naturelle de l'intensité du faisceau, quelle que soit la qualité des radiations qui le composent.

2. Intensité énergétique. Mesure par transformation en chaleur. — L'intensité d'un faisceau pourra donc s'exprimer par une quantité d'énergie dans chaque unité de temps. C'est une quantité de même espèce que celle désignée en mécanique et en électricité sous le nom de *puissance.* Elle s'exprimera, par exemple, en *ergs par seconde,* ou en *joules par seconde,* ou en *watts.* On donnera à cette quantité le nom de *flux d'énergie* du faisceau considéré ou, par abréviation, le nom de *flux.* Par exemple le flux émané du soleil et tombant, à travers notre atmosphère, sur 1 hectare de la surface terrestre est d'environ 10 000 kilowatts lorsque l'atmosphère est pure et le soleil près du zénith.

Tant qu'elle est sous forme de rayonnement, l'énergie n'est guère accessible à la mesure. Pour la mesurer, on la *transforme* en une autre forme d'énergie se traduisant par un effet mesurable. Le moyen le plus facile, pour cela, est de transformer cette énergie en chaleur.

On sait avec quelle facilité toute énergie peut être transformée en chaleur (énergie calorifique); on peut dire qu'il n'y a pas de transformation

d'énergie sans qu'une partie passe à l'état de chaleur, et il est facile de rendre total ce passage à l'état d'énergie calorifique. En particulier, l'énergie transportée par un faisceau de radiations est complètement transformée en chaleur lorsque ce faisceau est *absorbé ;* c'est ce qui a lieu, après un certain parcours, s'il se propage dans un milieu *absorbant*, ou encore s'il tombe sur une surface *noire* qui ne peut ni le réfléchir ni le laisser passer à travers elle.

L'absorption du faisceau (supposé d'intensité constante dans le temps) se traduira par un dégagement de chaleur proportionnel au temps, ou, si l'on veut, par un *débit de chaleur*, qui pourra s'exprimer en calories par seconde. Si l'on mesure ce débit on en déduira facilement le flux d'énergie du faisceau, en utilisant l'équivalent mécanique de la calorie. Par exemple, en recevant par une belle journée d'été le rayonnement solaire sur une surface noire de 1 cm^2 placée normalement aux rayons, on trouve que dans chaque minute il y a un dégagement de chaleur de 1,5 petite calorie. Comme 1 petite calorie vaut 4,18 joules, on en conclut que le faisceau solaire tombant sur 1 cm^2 transporte $1,5 \times 4,18 = 6,27$ joules par minute, ou 0,105 joule par seconde; le flux d'énergie tombant sur 1 cm^2 est donc de 0,105 watt.

L'instrument directement adapté à ces mesures serait un calorimètre (pour mesurer la quantité de chaleur engendrée par la destruction du rayonnement) et une montre (donnant le temps pendant lequel ce rayonnement a agi). En réalité, on emploie une méthode moins directe, mais plus commode lorsque le rayonnement à mesurer n'est pas très intense; on peut l'appeler méthode de la *température stationnaire*. Le rayonnement à mesurer est absorbé par la surface noircie d'un appareil thermométrique très sensible; celui-ci, primitivement à la température ambiante, s'échauffe; mais aussitôt qu'il est à une température supérieure à la température ambiante, il perd de la chaleur par rayonnement, conductibilité, et contact de l'air s'il n'est pas dans le vide. La perte par unité de temps est d'autant plus grande que l'écart est plus grand entre la température du thermomètre et celui du milieu ambiant; l'écart étant toujours très petit, la perte par unité de temps lui est proportionnelle. Au bout d'un temps plus ou moins long, on arrivera à un état d'équilibre, dans lequel le dégagement chaleur provenant du rayonnement absorbé sera égal à la perte. Si alors Φ est le flux d'énergie du faisceau absorbé, Θ l'élévation de température de l'appareil récepteur au-dessus de la température ambiante, on aura

$$\Phi = K\Theta,$$

K étant une constante qui dépend des conditions de refroidissement de l'appareil. On voit que, finalement, la mesure d'un écart de température

permet d'obtenir, à un coefficient constant près, la valeur d'un flux. La connaissance de ce coefficient n'est pas utile si l'on veut seulement comparer des flux entre eux.

Les appareils thermométriques destinés à ces mesures seront décrits en détail dans une autre partie de cet ouvrage. On se bornera à indiquer ici les conditions à rechercher dans la construction de ces appareils :

1º Il est désirable que l'équilibre thermique soit obtenu aussi rapidement que possible;

2º Afin de pouvoir mesurer de très faibles flux d'énergie, l'appareil doit déceler et mesurer des différences de température très petites; on arrive à construire des appareils sensibles au millionième de degré centigrade;

3º Pour la même raison, les pertes d'énergie de l'appareil doivent être aussi faibles que possible, afin de diminuer le facteur K. Il est avantageux, lorsque cela est possible, de placer le récepteur dans le vide;

4º Dans certains cas, il est avantageux de réduire autant que possible la surface du récepteur.

On arrive, finalement, à mesurer des flux inférieurs à 10^{-14} watt.

3. Pression de radiation. — La production de chaleur par absorption n'est pas le seul phénomène où se manifeste le flux total d'énergie d'un rayonnement; la même quantité intervient dans la pression de radiation.

Supposons un faisceau de rayons parallèles tombant normalement, dans le vide, sur une surface plane complètement absorbante (surface noire); celle-ci reçoit de ce fait une force normale à son plan; si Φ est le flux d'énergie que reçoit la surface, et c la vitesse de la lumière, la force exercée sur la surface est

$$f = \frac{\Phi}{c}.$$

Si le flux est uniformément réparti sur la surface, et si l'aire exposée est S, la force par unité de surface ou pression sera

$$p = \frac{f}{S} = \frac{\Phi}{Sc},$$

c'est cette quantité qui s'appelle la *pression de radiation.*

L'énergie que reçoit la surface doit être considérée comme étant, avant de lui parvenir, localisée dans l'espace, où elle se propage avec la vitesse c. L'énergie Φ que reçoit la surface S dans l'unité de temps était répartie dans un cylindre de base S et de hauteur c; $\frac{\Phi}{Sc}$ est donc la densité d'énergie

dans l'espace situé en avant de la surface absorbante. En appelant U cette densité, on a pour la pression de radiation la valeur

$$p = U$$

La pression de radiation n'a plus la même valeur si la surface n'est pas complètement absorbante; elle augmente avec le pouvoir réflecteur de la surface. Pour une surface parfaitement réfléchissante, on aura

$$p = 2 \frac{\Phi}{Sc} = 2U,$$

en désignant toujours par Φ et par U les quantités qui se rapportent au faisceau incident seul, qui est supposé normal à la surface réfléchissante.

Les choses sont un peu plus compliquées si le faisceau est oblique sur la surface.

L'importance théorique de la pression de radiation est considérable; elle figure au premier rang dans toutes les considérations thermodynamiques sur le rayonnement, de même que la pression joue un rôle capital dans la thermodynamique des fluides. Elle donne, au moins théoriquement, un moyen pour passer de l'énergie rayonnante au travail mécanique sans passer par la forme calorifique. Il est probable que la pression de radiation a aussi une certaine importance dans les phénomènes astronomiques. Dans les expériences terrestres, cette pression se présente comme un phénomène extrêmement petit, qui n'a pu être mesuré et même mis en évidence que par des expériences très délicates. Cela tient à l'énorme valeur de la vitesse de la lumière qui figure au dénominateur dans l'expression de la force. Par exemple supposons une surface parfaitement réfléchissante de 1 m^2 recevant normalement le rayonnement solaire avant son affaiblissement par l'atmosphère terrestre; le flux d'énergie qu'il reçoit est d'environ 1 400 watts, ou, en unités C G S, $1,4 \times 10^{10}$ ergs : sec. Dans ce même système $c = 3 \times 10^{10}$ cm : sec. La force exercée est d'à peu près 1 dyne (ou à peu près le poids de 1 mg).

On a, bien des fois, pensé à utiliser la pression de radiation pour mesurer le flux énergétique d'un faisceau; on pourrait, théoriquement, le mesurer sans détruire le rayonnement, en employant une surface réfléchissante. L'extrême petitesse de l'effet à mesurer laisse peu d'espoir d'arriver à une méthode réellement utilisable.

4. Courbe spectrale d'intensité énergétique. — Ce qui précède se rapporte à l'intensité totale d'un rayonnement, sans faire aucune distinction entre les diverses radiations simples qui le composent. Pour aller plus loin,

il faut être en état d'exprimer séparément les intensités des diverses radiations simples.

Il faut distinguer deux cas.

1° *Rayonnement à spectre discontinu*, c'est-à-dire formé d'un nombre fini de radiations simples (ou sensiblement simples). C'est le cas, par exemple, pour le rayonnement venant d'une lampe à vapeur de mercure ou de la plupart des gaz luminescents.

L'étude du rayonnement se traduira par une table des longueurs d'onde des radiations simples dont il se compose, avec l'intensité énergétique de chacune de ces radiations.

2° *Rayonnement à spectre continu.* — C'est-à-dire contenant toutes les radiations, sans solution de continuité, du moins dans un certain intervalle. Ce ne sont pas des nombres distincts qui exprimeront les intensités de ces radiations, mais bien une courbe continue, dite *courbe spectrale d'intensité*, ou courbe spectrale d'énergie. Dans un spectre continu, on ne peut pas parler d'intensité d'une radiation simple; dans l'ensemble continu, une radiation strictement simple a une intensité nulle; on peut seulement parler de l'intensité du groupe de radiations comprises entre deux limites. Cela conduit à définir la courbe d'intensité de la manière suivante.

Prenons, dans le rayonnement considéré, les radiations dont ces longueurs d'onde sont comprises entre deux limites infiniment voisines λ et $\lambda + d\lambda$; le flux énergétique de cet ensemble de radiations sera une quantité infiniment petite $d\Phi$ que l'on pourra représenter par $d\Phi = y\, d\lambda$, y étant une quantité finie, fonction de λ. La courbe d'intensité s'obtiendra en portant en abscisse les valeurs de λ et en ordonnées les valeurs correspondantes de y.

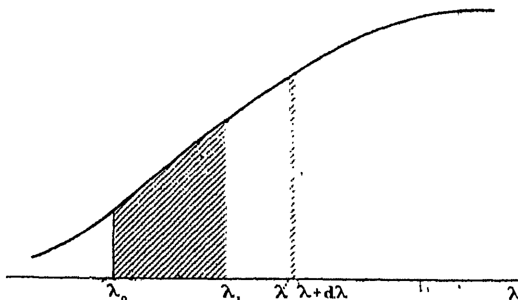


Fig. 3.

De cette définition résulte que l'intensité du groupe de radiations comprises entre les longueurs d'onde λ_0 et λ_1 (fig. 3) est représentée, sur la figure, par l'aire couverte de hachures, et peut être exprimée par l'intégrale $\int_{\lambda_0}^{\lambda_1} y\, d\lambda$.

Le flux énergétique total du rayonnement considéré sera

$$\int_0^\infty y\, d\lambda.$$

La courbe ainsi tracée, où les longueurs d'onde ont été prises comme abscisses, est une courbe en *spectre normal*.

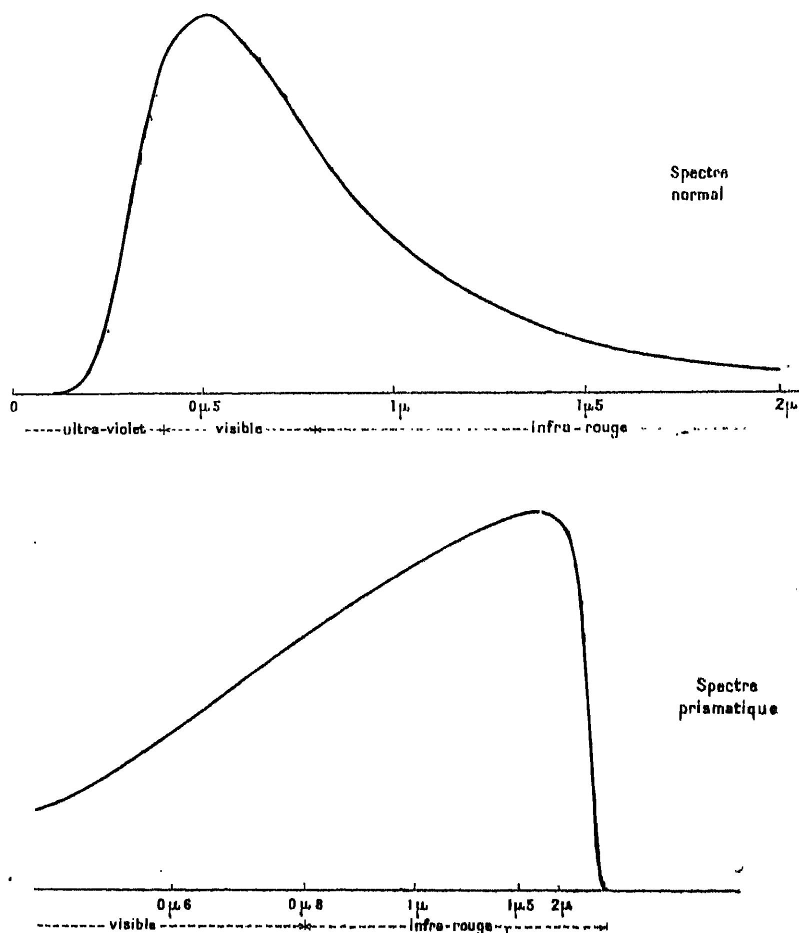


Fig. 4.

Si l'on porte en abscisse une autre quantité $x = f(\lambda)$, on pourra définir d'une manière analogue une courbe d'intensité, qui sera différente de la première. Il est facile de passer de l'une à l'autre de ces courbes si la fonction f est connue. Soient y l'ordonnée de la courbe ayant comme abscisses les valeurs de λ, et ξ l'ordonnée de la courbe en x. Deux radiations infini-

ment voisines seront définies par λ et $\lambda + d\lambda$ ou par x et $x + dx$. L'intensité énergétique de cette petite portion du spectre est

$$d\Phi = y\,d\lambda = \xi\,dx.$$

D'où

$$y = \xi \frac{dx}{d\lambda}, \qquad (1)$$

ou

$$y = f'(\lambda), \qquad (2)$$

en désignant par $f'(\lambda)$ la dérivée de la fonction f. A titre d'exemple, la figure 4 donne la courbe d'énergie d'un certain rayonnement (qui est à peu près celui du Soleil) : 1° dans le spectre normal, et 2° dans une échelle linéaire en $\frac{1}{\lambda^2}$ qui est à peu près celle d'un spectre prismatique. On voit que les deux courbes sont très différentes; la première a son maximum pour $\lambda = 0^{\mu},50$, c'est-à-dire vers le milieu du spectre visible; le maximum de la seconde a lieu pour $\lambda = 1^{\mu},5$ assez loin dans l'infra-rouge. Ceci explique un désaccord apparent entre les observations anciennes et les résultats aujourd'hui classiques. Les anciens observateurs donnaient, comme courbe d'intensité, le résultat brut des mesures faites dans un spectre prismatique; aujourd'hui, on a l'habitude de tout rapporter au spectre normal. Comme le spectre prismatique est plus tassé vers les grandes longueurs d'onde, les ordonnées y sont augmentées dans cette partie du spectre, et les maxima fortement déplacés vers l'infra-rouge.

5. Détermination expérimentale de la courbe spectrale d'énergie. — La méthode à suivre est la même que pour la détermination de l'intensité totale (transformation en chaleur de l'énergie rayonnante); mais avant d'être mesurées les diverses radiations doivent être séparées par un appareil dispersif. Très simple en apparence, la détermination est en réalité extrêmement difficile.

Tout d'abord, on ne peut pas employer un appareil dispersif à réseau, malgré l'avantage qu'il aurait de donner directement un spectre normal; le réseau ne donne pas des spectres assez intenses, et il altère inégalement les intensités des diverses radiations d'une manière sélective impossible à prévoir *a priori*. On se sert donc d'un appareil à prismes, et l'on passera de la courbe d'énergie directement obtenue à la courbe normale par la formule (2); la loi de dispersion de l'appareil devra être soigneusement étudiée.

L'appareil à prismes affaiblit inégalement les diverses radiations par réflexion sur les faces et par absorption; ces pertes devront être étudiées.

Le récepteur thermométrique ne devra utiliser qu'un tout petit groupe

de radiations monochromatiques; ce récepteur, ainsi que la fente de l'appareil spectroscopique devraient être, autant que possible, *linéaires ;* il faut cependant leur donner une largeur finie pour ne pas réduire par trop l'énergie reçue.

Finalement, la détermination directe de la courbe d'énergie n'est possible que sur des rayonnements intenses, et l'on est souvent obligé de se limiter à la portion du spectre où l'intensité est la plus forte. Dans les régions d'intensité faible, le manque de sensibilité de l'appareil récepteur rend souvent la mesure impossible. De plus, une cause d'erreur importante peut provenir de la lumière diffusée par les prismes et les lentilles. Toute surface optique, tout milieu transparent, donne, en dehors du faisceau régulièrement transmis selon les lois de l'optique géométrique, un peu de rayonnement diffusé; dans un appareil spectroscopique, chaque région du spectre sera ainsi légèrement contaminée par des radiations étrangères provenant de la diffusion. Le récepteur thermométrique enregistre le tout, sans faire aucune distinction; dans les régions du spectre où l'intensité est faible, il peut en résulter des erreurs importantes.

Le tracé de la courbe d'énergie d'un rayonnement devient beaucoup plus facile si l'on peut opérer *par comparaison*. Supposons que l'on possède une source de rayonnement A dont la courbe spectrale d'énergie ait été déterminée une fois pour toutes. Pour étudier un rayonnement B, il suffira de comparer A et B, radiation par radiation. Au moyen d'un même appareil dispersif on isolera un tout petit groupe de radiations simples (pouvant être considéré comme monochromatique) des deux rayonnements, et on les comparera entre eux. On fera successivement la même opération pour un certain nombre de longueurs d'onde. Cela donne le rapport des ordonnées des courbes A et B, et, comme la première est connue, on en déduit la seconde.

La comparaison ainsi faite porte le nom de comparaison spectrophotométrique. Elle est infiniment plus facile que le tracé direct de la courbe d'énergie. Toutes les difficultés dues aux propriétés absorbantes sélectives de l'appareil dispersif disparaissent; la loi de dispersion de cet appareil n'intervient plus; enfin, on peut employer n'importe quel appareil de mesure (y compris l'œil dans la région visible et la plaque photographique dans l'ultra-violet) puisque l'on mesure seulement des rapports d'intensités de radiations identiques.

Ces considérations donnent une grande importance à la réalisation d'une source ayant une courbe d'intensité énergétique connue, pouvant être reproduite identique à elle-même, et fournissant un étalon de courbe spectrale d'énergie. La composition spectrale des divers rayonnements sera étudiée en détail au chapitre VI. Nous verrons que le *corps noir* à température connue donne l'étalon le plus parfait de courbe spectrale d'énergie;

on peut aussi employer diverses sources dont l'étude a été faite une fois pour toutes. En dépit des incertitudes qui peuvent exister sur la courbe d'intensité de ces sources, il est souvent plus précis d'étudier un rayonnement par comparaison spectrophotométrique avec l'une d'elles que d'essayer d'obtenir directement la courbe d'intensité énergétique par des mesures thermométriques. Cette dernière opération est, d'ailleurs, absolument impossible lorsque le rayonnement à étudier est de très faible intensité.

La quantité y, ordonnée de la courbe spectrale d'énergie, n'est pas une quantité de même espèce que Φ : c'est un flux (c'est-à-dire une puissance) divisé par une différence de longueur d'ondes. Elle s'exprime donc en unités de puissance par unité de λ, par exemple en watts : Å, ou en watts : μ.

6. Autres grandeurs intéressantes dans l'étude énergétique des rayonnements. — Tout ce qui précède ne fait intervenir d'autre grandeur que le *flux d'énergie*, soit total, soit relatif à un domaine spectral défini, flux qui peut s'exprimer en watts. On est conduit à définir d'autres quantités lorsque l'on examine la manière dont est réparti ce flux par rapport à la direction ou par rapport aux surfaces qui l'émettent ou qui le reçoivent. Nous retrouverons les quantités analogues lorsque nous aurons à considérer le flux lumineux; nous donnerons aux quantités évaluées en énergie les mêmes noms que ceux qui conviennent aux quantités déduites du flux lumineux, bien que, pour le moment, nous ne fassions aucune différence entre radiations visibles et invisibles, et que les rayonnements que nous étudions en ce moment puissent être complètement invisibles.

7. Éclairement énergétique. — Soit une surface qui reçoit du rayonnement. Sans nous occuper de l'origine ni de la direction des rayons, soit $d\Phi$ le flux que reçoit une surface infiniment petite dS. Le rapport $\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{dS}$ (densité superficielle du flux reçu) sera l'*éclairement* énergétique au point du plan où se trouve l'élément dS. La même définition peut s'appliquer soit au flux total, soit au flux limité à une région déterminée du spectre.

Cette quantité s'exprimera en unité de puissance par unité de surface, par exemple en watts par centimètre carré.

8. Intensité énergétique d'une source. — On a, jusqu'ici, parlé de flux d'énergie sans s'occuper de son origine. Il faut maintenant faire intervenir la source de rayonnement.

Tout rayonnement provient soit d'une source productrice de radiations, soit d'un corps qui a réfléchi ou diffusé tout ou partie du rayonnement

qu'il a reçu (1). On peut donner le nom de *source* de rayonnement à tout ce qui produit ou renvoie des rayons, visibles ou invisibles, et, pour séparer le cas de l'*émission* de celui des rayons *renvoyés*, on peut réserver le nom de *source primaire* au corps qui émet directement du rayonnement, et celui de *source secondaire* à un corps qui renvoie des rayons qu'il a reçus. Dans ce qui va suivre, il n'y a aucune distinction à faire entre les deux cas; une feuille de papier blanc éclairée par le soleil est une *source de lumière*, au même titre que la flamme d'une bougie ou le filament d'une lampe à incandescence; les définitions qui vont être données s'appliquent indistinctement à l'une ou à l'autre de ces sources. La distinction entre source primaire et secondaire n'est du reste pas absolue; par exemple dans une lampe à incandescence à filament enroulé en hélice à spires serrées, la surface du métal émet directement du rayonnement et en même temps réfléchit des rayons provenant des spires voisines; elle est à la fois source primaire et source secondaire.

On dira qu'une source est *ponctuelle* si l'on considère son effet sur des points placés à une distance très grande par rapport à ses propres dimensions. Le fait d'être regardé comme ponctuel est une question de rapport de longueurs et non de dimension absolue. Une étoile, qui peut être des milliers de fois plus grosse que la terre, est pour nous un type parfait de source ponctuelle, tandis que la flamme d'une bougie n'est pas une source ponctuelle pour des points placés à 1 décimètre de cette flamme.

Ceci posé, soit A (fig. 5) une source, placée dans un milieu homogène et non absorbant. A une distance assez grande pour que la source puisse

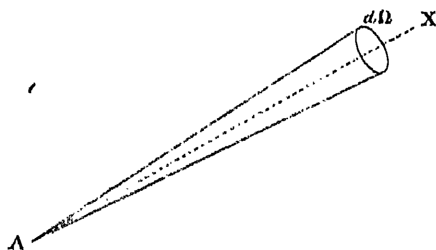


Fig. 5.

être considérée comme ponctuelle, l'énergie se propage suivant les *rayons* issus de A; le flux d'énergie a une valeur bien déterminée pour un cône ayant A pour sommet. Soit, autour de la direction A X, un cône infiniment étroit, d'angle solide $d\Omega$, et soit $d\Phi$ le flux correspondant. Le rapport $\mathcal{I} = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ exprime la densité du flux en direction; on l'appelle *intensité*

(1) Un rayonnement ne peut ni prendre naissance ni être diffusé dans le vide; la source de rayonnement, primaire ou secondaire, est toujours de la matière. Cette matière peut d'ailleurs fort bien être un gaz.

énergétique de la source dans la direction considérée. Elle pourra s'exprimer en watts par stéradian (1).

En général, cette intensité varie d'une direction à une autre. On peut représenter complètement les propriétés de la source en traçant la *surface caractéristique,* que l'on obtient en portant sur chaque direction une longueur proportionnelle à l'intensité correspondante.

On peut imaginer le cas (qui n'est jamais réellement réalisé) où l'intensité est la même dans toutes les directions; la surface caractéristique est alors une sphère. Si $\mathcal{J}$ est cette intensité constante, le flux total émis par la source est

$$\Phi = 4\pi\mathcal{J}.$$

Dans le cas général, il faut, pour calculer le flux total, opérer par intégration.

$$\Phi = \int \mathcal{J}\, d\Omega. \tag{3}$$

On définit l'*intensité moyenne* dans un angle solide fini Ω par l'égalité

$$\Phi = \mathcal{J}_{\text{moy}} \times \Omega,$$

en désignant par Φ le flux dans l'angle considéré.

On aura, en particulier, à considérer :

L'intensité moyenne *sphérique* ou *globale* en prenant le flux total ($\Omega = 4\pi$).

L'intensité moyenne *sub-horizontale* en prenant comme angle solide la demi-sphère inférieure.

L'intensité moyenne *super-horizontale* en prenant la demi-sphère supérieure.

9. Éclairement produit par une source ponctuelle sur une surface de position donnée. — Soit A la source, qui envoie du rayonnement à la surface infiniment petite dS (fig. 6), placée à la distance r du point A; soit α

---

(1) Rappelons la définition de l'angle solide d'un cône. Du sommet de ce cône comme centre, décrivons une sphère de rayon R; ce cône découpe sur elle une aire sphérique S; le rapport $\frac{S}{R^2}$ est indépendant du rayon R de la sphère, et définit l'ouverture du cône; on l'appelle l'angle solide du cône.

L'unité d'angle solide est celle d'un cône qui découpe sur la sphère de rayon 1 l'aire sphérique 1; cette unité s'appelle le stéradian.

Un cône de plus en plus ouvert, jusqu'à embrasser tout l'espace qui entoure son sommet, prend un angle solide égal à 4π stéradian.

Le *degré carré* vaut 0,0003046 stéradian.

1 stéradian = 3 283 degrés carrés.

l'angle que fait le rayon A S avec la normale à S. L'angle solide sous lequel dS est vu de A est

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \cos \alpha.$$

Soit $\mathcal{J}$ l'intensité de la source dans la direction A S. Le flux que reçoit dS est

$$d\Phi = \mathcal{J}\, d\Omega = dS\, \frac{\mathcal{J}}{r^2} \cos \alpha.$$

L'*éclairement* reçu par S est

$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{\mathcal{J}}{r^2} \cos \alpha. \qquad (4)$$

Naturellement, ces résultats supposent que le milieu interposé entre A et S est homogène et parfaitement transparent (c'est-à-dire qu'il n'absorbe aucune quantité d'énergie).

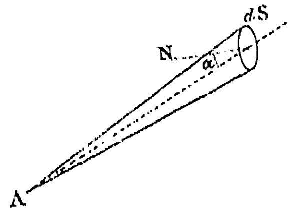


Fig. 6.

La formule précédente contient les deux lois de l'éclairement produit par un point lumineux :

1° *Loi de la distance.* — L'éclairement varie en raison inverse du carré de la distance de la source au point éclairé.

2° *La loi de l'obliquité.* — L'éclairement varie comme le cosinus de l'angle d'obliquité.

Si la source ne peut pas être considérée comme ponctuelle, on calculera l'éclairement qu'elle produit en un point en faisant la somme des éclairements que produirait chacun des éléments de la source. De même, si un écran est éclairé par plusieurs sources, l'éclairement produit sera la somme des éclairements que donneraient séparément les diverses sources.

10. Répartition en surface du rayonnement d'une source. — Une source de lumière n'est jamais un point. Supposons-lui une surface finie; ce sera, pour fixer les idées, le cratère de l'arc électrique, ou une feuille

de papier mat éclairée par le soleil (source secondaire). Autour d'un point A de la source prenons une surface infiniment petite S et étudions ce qu'elle émet. On peut faire cette étude de deux points de vue, selon que l'on considère le flux total émis sans s'occuper de sa répartition en direction ou que l'on examine ce qui se passe dans une direction déterminée. On arrivera à deux notions distinctes, pour lesquelles M. Blondel a proposé les noms de *radiance* et de *brillance.*

1° *Radiance.* — Soit Φ le flux total émis par la surface S; le rapport

$$\mathcal{R} = \frac{\Phi}{S}, \qquad (5)$$

est la radiance de la source au point considéré. Aucune idée de direction déterminée ne s'attache à cette notion; c'est l'analogue de l'éclairement; radiance et éclairement sont des flux par unité de surface, mais la radiance correspond à l'émission et l'éclairement à la réception.

2° *Brillance.* — Elle se rapporte, au contraire, à l'intensité dans une direction déterminée. Il est rationnel de rapporter cette intensité non à l'aire lumineuse, mais à cette aire projetée sur un plan normal à la direction dans laquelle on étudie le rayonnement.

Soient donc sur la source un point M (fig. 7) et une direction M X issue de ce point. Je limite la source par un écran opaque placé près d'elle, normal

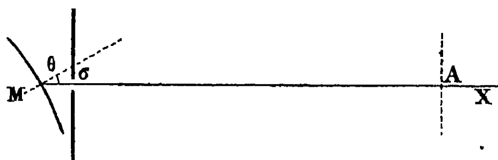


Fig. 7.

à la direction M X, et percé d'une ouverture infiniment petite, d'aire σ. Dans cette direction, la source ainsi diaphragmée a une intensité $\mathcal{I}$.

Le rapport

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{I}}{\sigma}, \qquad (6)$$

sert à caractériser l'intensité par unité de surface dans la direction M X.

La surface utilisée de la source est $S = \frac{\sigma}{\cos\theta}$ en désignant par θ l'angle de la normale à la surface de la source avec la direction M X. On peut donc écrire :

$$\mathcal{B} = \frac{I}{S\cos\theta}.$$

La quantité $\mathcal{B}$ est souvent désignée sous le nom d'*éclat*, ou d'*éclat intrinsèque;* ces noms peuvent prêter à confusion. Le nom de *brillance* a été proposé par M. Blondel, par analogie avec le mot anglais *brightness;* nous adopterons cette dénomination.

La brillance est une quantité très importante à considérer dans toutes les questions de répartition des rayonnements; nous verrons plus tard, en parlant des phénomènes proprement *lumineux*, que la brillance caractérise l'aspect de la surface pour un observateur qui, placé en un point de A X, regarde directement la source

On peut mettre la définition de $\mathcal{B}$ sous une forme un peu différente Sur la droite MX, à grande distance de M, prenons un point A, et soit r la distance de ce point à l'ouverture σ. Ce qui se passe en A sera caractérisé par l'*éclairement* $\mathcal{E}$ que recevra un écran placé en A normalement à MX. La partie découverte de la source se comporte comme une source d'intensité $\mathcal{J} = \mathcal{B}\,\sigma$; elle donne sur l'écran A un éclairement

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{J}}{r^2} = \mathcal{B}\,\frac{\sigma}{r^2}. \tag{7}$$

Mais $\frac{\sigma}{r^2}$ est l'angle solide ω sous lequel A voit la partie découverte de la source; on peut donc écrire

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{E}}{\omega}. \tag{8}$$

On peut dire que la *brillance* est l'*éclairement* produit par l'unité d'angle solide de la source.

Prise de cette manière, la définition de la brillance ne fait pas intervenir la surface de la source; celle-ci peut être un volume lumineux, comme un gaz luminescent, n'avoir même pas de surface terminale définie (nuage, ciel, voie lactée, etc.). La valeur de la brillance se rapporte à un observateur A de position définie et à une direction A M partie de ce point. Pour la mesurer, on devra limiter la source au moyen d'un écran opaque percé d'une petite ouverture; la distance à laquelle cet écran est placé n'a aucune importance; il n'est nullement nécessaire que cet écran soit voisin de la source. Seul intervient l'angle solide sous lequel du point A on voit cette fenêtre.

11. Loi de Lambert. — Revenons à une source qui rayonne par une surface définie, sans épaisseur. La *brillance* est alors une quantité attachée, pour chaque point de la source, à une direction déterminée. Il est important d'examiner comment elle varie, pour un point donné, avec la direction.

Dans un certain nombre de cas on trouve la loi très simple suivante : « La brillance est la même dans toutes les directions » (Loi de Lambert).

Si l'on délimite sur la surface même de la source une aire S, elle donne dans la direction faisant un angle θ avec la normale à S, une intensité $\mathcal{I}$. La brillance est

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{I}}{S \cos \theta},$$

d'où

$$\mathcal{I} = \mathcal{B} S \cos \theta, \tag{9}$$

et comme $\mathcal{B}$ est constant, on voit que la surface S qui suit la loi de Lambert se comporte comme une source dont l'intensité varie, en fonction de θ, comme $\cos \theta$. La surface caractéristique (Voir § 8) de cette source est la sphère H (fig. 8) tangente à la surface S.

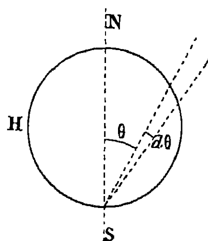


Fig. 8.

Lorsque la loi de Lambert est applicable (et elle l'est souvent, au moins d'une manière approchée), on est conduit à des relations simples entre les quantités précédemment définies.

1° *Relation entre la brillance et la radiance.* — Soit, sur la surface rayonnante, une surface S. Si la brillance est connue, on connaît par la formule (9) l'intensité émise par la surface dans chaque direction ; on peut donc calculer, par la formule (3), le flux total qu'elle émet.

Soient deux cônes de révolution ayant comme axe la normale S N à la surface lumineuse S, et comme demi-angles au sommet les angles θ et $\theta + d\theta$; ils comprennent entre eux l'angle solide $d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta$; dans toutes les directions contenues dans cet angle solide l'intensité a la valeur constante

$$\mathcal{I} = \mathcal{B} S \cos \theta.$$

Le flux contenu dans cet angle est donc

$$\begin{aligned} d\Phi = \mathcal{I} \, d\Omega &= 2\pi \mathcal{B} S \sin\theta \cos\theta \, d\theta \\ &= \pi \mathcal{B} S \sin 2\theta \, d\theta. \end{aligned}$$

Le flux total s'obtiendra en intégrant cette expression de $\theta = 0$ à $\theta = \frac{\pi}{2}$. Or

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\theta \, d\theta = 1.$$

Le flux total émis par la surface S est donc

$$\Phi = \pi \mathcal{B} S,$$

et sa radiance est

$$\mathcal{R} = \frac{\Phi}{S} = \pi \mathcal{B}.$$

La radiance d'une surface obéissant à la loi de Lambert est égale à sa brillance multipliée par π.

2° *Relation entre l'éclairement et la brillance d'un diffuseur parfait.* — J'appellerai diffuseur parfait une surface non lumineuse par elle-même qui diffuse tout le flux qu'elle reçoit (sans rien absorber) et qui l'émet suivant la loi de Lambert, quelle que soit l'orientation du flux incident. Une surface blanche et mate réalise *à peu près* ce diffuseur.

Une telle surface peut être considérée de deux points de vue; elle *reçoit* du rayonnement et elle en *renvoie*. Le rayonnement reçu est caractérisé par l'éclairement $\mathcal{E}$. La surface S reçoit alors le flux $\Phi = \mathcal{E} S$. Comme elle n'absorbe rien, elle émet le même flux; sa radiance est donc

$$\mathcal{R} = \frac{\Phi}{S} = \mathcal{E}.$$

Comme, par hypothèse, ce flux est réparti suivant la loi de Lambert, la brillance est constante et sa valeur est

$$\mathcal{B} = \frac{\mathcal{E}}{\pi}.$$

La radiance d'un diffuseur parfait est égale à l'éclairement qu'il reçoit; sa brillance est égale à cet éclairement divisé par π.

12. Phénomènes sélectifs et non sélectifs. — Un rayonnement monochromatique peut être modifié en intensité, en direction, en répartition dans l'espace, mais il conserve sa qualité : il reste monochromatique avec la même longueur d'onde.

Au contraire, un rayonnement complexe peut subir des modifications qui altèrent sa qualité.

Une transformation agissant sur un rayonnement est dite *non sélective* si les diverses radiations qui composent le rayonnement sont altérées de la même manière. La courbe spectrale d'énergie d'un rayonnement n'est pas modifiée après une transformation non sélective (ou du moins les les diverses ordonnées de la courbe sont modifiées dans le même rapport).

Lorsque la modification, et en particulier le changement d'intensité, dépend de la longueur d'onde, la transformation est dite *sélective ;* le facteur d'affaiblissement est alors fonction de la longueur d'onde et peut être représenté par une courbe en fonction de cette longueur d'onde. La courbe d'énergie peut être modifiée d'une manière quelconque.

On peut dire que les transformations non sélectives sont un cas tout à fait exceptionnel. Par exemple, l'affaiblissement par passage à travers un milieu absorbant (transformation en chaleur d'une partie de l'énergie rayonnante) est presque toujours un phénomène fortement sélectif, même dans le petit domaine des radiations visibles. Au contraire, la réflexion sur la surface d'un corps transparent (verre, eau, etc.) est un phénomène très peu sélectif dans l'étendue du spectre visible; les diverses radiations visibles sont réfléchies à peu près dans la même proportion; mais la réflexion sur les corps dits *transparents* est fortement sélective dans d'autres parties du spectre.

Lorsqu'un faisceau subit un affaiblissement non sélectif dans la partie visible du spectre, sa *couleur* n'est pas changée (1); on dit que l'affaiblissement est *neutre*.

13. Gradation des rayonnements. — Divers moyens permettent d'agir sur un faisceau de radiations, de manière à faire varier dans un rapport connu les intensités énergétiques des flux correspondant aux diverses radiations. Étant donné un flux Φ, ces méthodes permettent de le ramener à $K\Phi$, K étant un facteur connu et variable à volonté. On peut, avec Bouguer, donner à ce problème le nom de problème de la gradation de la lumière. Lorsque ce problème est résolu, on peut ramener un flux donné à être *égal* à un autre flux donné; la mesure du rapport des deux flux est alors ramenée à la constatation d'une égalisation.

Ces méthodes de gradation jouent un rôle capital dans la photométrie visuelle; l'œil, en effet, peut juger d'une égalité, mais est parfaitement incapable d'estimer un rapport; la photométrie visuelle procède toujours par égalisation. D'autres appareils récepteurs, par exemple la plaque photographique, ont la même propriété. Les procédés de gradation sont donc d'une très grande importance.

---

(1) La réciproque n'est pas vraie; la sensation de couleur peut être conservée même lorsque les diverses radiations visibles sont inégalement affaiblies (Voir chapitre VII).

L'étude détaillée des méthodes de gradation sera faite dans un autre volume de cette *Collection;* pour le moment, on se bornera à quelques remarques générales sur leurs propriétés.

L'affaiblissement peut être *sélectif* ou *non sélectif*. L'existence de propriétés sélectives (facteur K fonction de la longueur d'onde), n'a aucun inconvénient si l'on fait de la photométrie sur des rayonnements monochromatiques; K a alors une valeur unique et bien déterminée. Mais si l'on compare (comme c'est ordinairement le cas) des rayonnements complexes, les appareils à affaiblissement sélectif donnent lieu à des difficultés.

D'autre part, dans certains cas le facteur K peut être calculé d'après les données de l'appareil en utilisant des considérations énergétiques ou une loi naturelle; c'est le cas lorsque l'on utilise la loi du carré de la distance, la variation d'un diaphragme placé sur une lentille ou une source de lumière, un système de deux polariseurs dont on fait varier l'angle. Dans d'autres cas, le facteur doit être mesuré; c'est ce qui a lieu quand on emploie un milieu absorbant.

14. Récepteurs sélectifs et non sélectifs. — Un récepteur de radiations est un appareil qui manifeste par un phénomène observable les radiations qu'il reçoit. Il est dit *non sélectif* si, à *intensité énergétique égale*, il réagit de la même manière à toutes les radiations simples. Le récepteur thermométrique est le seul récepteur connu qui ne soit pas sélectif, et encore sous la condition que sa surface soit parfaitement absorbante pour toutes les radiations.

Pour tous les autres récepteurs, il y a lieu de tracer une *courbe spectrale de sensibilité*, qui donne, pour chaque longueur d'onde, l'intensité de l'effet produit, *à énergie égale*.

Il se produit pour certains récepteurs cette complication que l'appareil peut constater l'égalité ou l'inégalité de deux effets, mais ne peut pas donner directement une valeur d'un rapport. C'est le cas de l'œil, et jusqu'à un certain point de la plaque photographique. On doit alors définir les rapports de sensibilité de la manière suivante, qui ne fait intervenir que des mesures énergétiques de flux et des constatations d'égalité d'action sur le récepteur. Soient deux radiations simples, λ et λ', avec des intensités énergétiques Φ et Φ'. En faisant varier le rapport de ces intensités, on peut arriver à ce résultat qu'elles impressionnent également le récepteur. Le rapport des sensibilités S et S' aux deux radiations est le rapport inverse des flux d'énergie qui produisent des effets égaux $\frac{S}{S'} = \frac{\Phi'}{\Phi}$. La mesure n'implique pas autre chose que la constatation de l'égalité d'action sur le récepteur et la mesure énergétique de deux flux.

Cette définition suppose implicitement que la propriété suivante est vérifiée :.

Si des flux Φ et Φ' des radiations différentes λ et λ' produisent des effets égaux, les flux $K\Phi$, $K\Phi'$ produisent aussi des effets égaux.

Cette propriété est *à peu près* vérifiée pour l'œil, excepté lorsque intervient le phénomène de Purkinje (brillance très faible, dans la partie violette du spectre).

Pour la plaque photographique, la propriété est aussi vérifiée à peu près dans la partie visible du spectre et le commencement de l'ultra-violet; elle ne l'est pas du tout quand on compare, par exemple, une radiation visible avec une radiation ultra-violette de longueur d'onde 3 000 A (variations énormes du facteur de contraste). Dans ces conditions, la notion même de facteur de sensibilité perd toute signification.

D'autre part, les mesures de sensibilité perdent toute signification, si les mesures des flux agissant ne sont pas rapportées à une même unité et la seule unité commune, pour des radiations différentes, résulte de la mesure énergétique. Malheureusement, cette idée si simple ne semble pas toujours avoir été bien comprise, et la technique des mesures énergétiques est encore difficile et peu sûre. Aussi beaucoup de mesures sur les propriétés sélectives des récepteurs, même des plus usuels comme la plaque photographique, sont-elles exprimées d'une manière qui leur ôte toute signification. Par exemple, on compare les noircissements produits sur la plaque par les diverses radiations d'un spectre sans rien savoir sur leurs intensités énergétiques.

C'est seulement depuis quelques années que la courbe spectrale de sensibilité de l'œil (dite courbe de visibilité relative) est bien connue.

CHAPITRE III

MESURES VISUELLES. UNITÉS PHOTOMÉTRIQUES

1. Conditions particulières aux mesures visuelles. — A la base de l'exposé qui a été fait au chapitre précédent se trouve la mesure d'un flux par l'énergie qu'il transporte. Cette mesure ne fait aucune différence entre les diverses radiations, non plus qu'entre les diverses directions de rayons. Deux flux ainsi mesurés peuvent être égaux et produire sur l'œil des effets complètement différents.

Les mesures basées sur le jugement de l'œil présentent cependant une importance pratique considérable, soit à cause des facilités qu'elles donnent pour l'étude des radiations du domaine visible, soit en vue de l'utilisation des radiations à l'éclairage. Il faut, tout d'abord, rappeler les conditions particulières de l'emploi de l'œil dans la mesure des radiations.

1° L'œil est un récepteur extrêmement sélectif; il est pratiquement insensible à toutes les radiations dont les longueurs d'onde sont en dehors de l'intervalle $0^{\mu},4$ — $0^{\mu},8$. Même dans ces étroites limites, l'œil est très inégalement sensible aux diverses radiations, c'est-à-dire qu'à énergie égale ces radiations produisent des impressions très inégalement intenses. Enfin, les impressions produites par les différentes radiations diffèrent en *qualité ;* elles donnent des impressions différentes de *couleur.*

2° Un récepteur artificiel, et particulièrement le récepteur thermométrique, peut être placé où l'on veut; il peut recevoir en un point des rayons de directions quelconques, et indiquer le flux correspondant. Dans le cas de l'œil, le récepteur est la rétine, qui est toujours placée à la suite du système optique de l'œil et ne peut en être séparée. Les impressions produites dans des conditions données dépendent, en général, non pas du flux qui tombe sur la pupille, mais bien du flux qui, après réfractions dans les milieux de l'œil, tombe sur un élément de la rétine.

3° L'œil est incapable d'évaluer des *rapports ;* il ne peut que constater des *égalités* ou des *inégalités.* Il en résulte que toutes les mesures visuelles se font par *égalisation* en employant un des procédés de gradation d'un flux.

Finalement, tous les procédés de photométrie visuelle comprennent :

a) Un dispositif donnant sur la rétine, au moyen des deux flux à comparer, deux plages ou deux images voisines;

b) Un dispositif de gradation permettant d'obtenir l'égalité.

Si les rayonnements que l'on compare ainsi sont *monochromatiques* (sans mélange d'aucune radiation non visible), les rapports ainsi trouvés seront identiques à ceux que donnerait la mesure énergétique. Il en est de même si les deux rayonnements ont même composition spectrale, c'est-à dire s'ils sont formés des mêmes radiations mélangées dans le même rapport, de telle sorte que la *gradation* les ramène à l'identité complète.

Si, au contraire, les deux rayonnements n'ont pas la même composition, le résultat de la comparaison visuelle peut être complètement différent de la mesure énergétique. De plus, si la composition des rayonnements est différente dans la partie visible, ils ne donnent généralement pas la même impression de couleur, ce qui rend beaucoup moins précise l'égalisation des intensités. On dit alors que la comparaison est *hétérochrome*. On reviendra plus tard sur le problème de l'égalisation de deux brillances hétérochromes; nous admettrons pour le moment qu'elle puisse se faire sans ambiguïté.

2. Unité d'intensité lumineuse. — Pour des raisons d'ordre pratique on ne rapporte pas les mesures visuelles aux unités d'énergie. On part d'une unité arbitraire d'intensité lumineuse, qui, combinée avec les unités de la géométrie, sert à fixer toutes les unités photométriques. Ces unités ne forment d'ailleurs pas un système aussi cohérent, aussi universellement adopté, aussi bien défini que, par exemple, les unités électriques. Il y a encore un peu de flottement sur certaines définitions, de discussions sur certains noms, et la précision avec laquelle les unités sont définies laisse encore un peu à désirer.

L'unité d'intensité lumineuse généralement employée aujourd'hui porte le nom de bougie internationale (1); sa définition n'a été précisée que peu à peu, par une série de tâtonnements. Elle est représentée par des groupes de lampes à filament de carbone conservées dans les trois grands laboratoires nationaux, le Bureau of Standards de Washington, le National Physical Laboratory anglais, et le Laboratoire Central de la Société française des électriciens. Chacune de ces lampes, alimentée sous un régime électrique défini, donne dans une direction déterminée un nombre connu de bougies internationales. Des lampes comparées à ces étalons peuvent être fournies par les laboratoires nationaux (2).

L'emploi de telles lampes pour représenter l'unité photométrique fondamentale n'est évidemment pas une solution parfaite; la conservation

(1) Les Allemands se sont mis systématiquement en dehors de cette entente internationale. Sous le nom de *bougie*, ou plus exactement de *bougie Hefner* (Hefner Kerze) ils se servent d'une unité qui vaut environ les 0,9 de la bougie internationale.

(2) Les conditions dans lesquelles l'accord s'est établi entre les trois laboratoires nationaux sont exposées dans une courte note publiée dans le *Bulletin de la Société internationale des électriciens* [7].

Les détails relatifs aux étalons photométriques seront exposés dans un autre volume de cette *Collection*.

de l'unité repose sur la conservation de lampes fragiles, qui ne peuvent garder leur constance que pendant un nombre d'heures de fonctionnement assez limité. Cependant, la définition actuelle a été un grand progrès par rapport à l'emploi des étalons à flamme; l'unité d'intensité lumineuse peut être considérée comme actuellement définie avec une précision de quelques millièmes, au moins en ce qui concerne un rayonnement ayant la composition de celui que donne la lampe à filament de carbone. Pour les rayonnements ayant une composition différente, l'unité ne peut être rapportée à la lampe étalon que par une comparaison hétérochrome, ce qui diminue la précision.

Il reste désirable de trouver un *étalon primaire* d'intensité, indépendant de la conservation d'une lampe. Des recherches récentes donnent l'espoir qu'on y arrivera bientôt [**42**; **43**]. Si l'on adopte une autre définition de la *bougie*, on sera certainement amené à la choisir de telle manière que la nouvelle définition soit numériquement concordante avec la définition actuelle, et les lampes à incandescence conserveront leur intérêt comme étalons secondaires.

3. Unité de flux lumineux. — L'unité d'intensité lumineuse étant définie, les autres unités s'en déduiront facilement, en utilisant les mêmes définitions que pour les quantités énergétiques.

L'unité de *flux* est le flux produit par une source de 1 bougie dans un angle solide de 1 stéradian. Cette unité s'appelle le *lumen*.

Une source uniforme dont l'intensité est 1 bougie donne un flux de 4π ou 12,566 lumens.

4. Unité d'éclairement. — Elle peut être définie de deux manières équivalentes, en faisant appel aux deux définitions suivantes :

1° Si le flux F tombe sur une surface S, l'éclairement produit est :

$$E = \frac{F}{S}.$$

2° Si une source d'intensité I éclaire normalement un écran placé à la distance r, elle produit un éclairement

$$E = \frac{I}{r^2}.$$

Les unités d'intensité et de flux étant définies comme on vient de l'indiquer, on aura diverses unités d'éclairement, selon l'unité de longueur (et par suite de surface) choisie. Les unités suivantes sont utilisées.

1° Le *lux* correspond au mètre et au mètre carré :

1 lux = 1 lumen par mètre carré.

= éclairement produit par une bougie à 1 mètre.

Le nom de bougie-mètre est quelquefois employé pour la même unité.

2° Le *phot* correspond au centimètre et centimètre carré :

1 phot = 1 lumen par centimètre carré = éclairement produit par une bougie à 1 cm.

1 phot = 10 000 lux.

Le phot est une unité beaucoup trop grande pour les besoins de la pratique, les éclairements pratiquement employés atteignont très rarement un phot. Une unité commode est le milliphot = 10 lux.

Dans les pays de langue anglaise, on emploie souvent le *foot-candle*, qui correspond au pied anglais (foot)

$$1 \text{ foot} = 0^{m},3048,$$

par suite

$$1 \text{ foot candle} = 10,764 \text{ lux}$$
$$= 1,0764 \text{ milliphot}.$$

5. Unités de radiance et de brillance. — La *radiance* [3] fait connaître le flux par unité de surface, sans aucune allusion à la manière dont ce flux est réparti dans l'espace. La radiance d'une surface lumineuse est le flux lumineux qu'elle émet par unité de surface.

Les unités de radiance seront le lumen par centimètre carré ou par mètre carré. Ces unités sont de même espèce que les unités d'éclairement, qui, elles aussi, expriment un flux divisé par une surface; la seule différence est que dans un cas il s'agit de flux *reçu* et dans l'autre de flux *émis*. Il n'y aurait, semble-t-il, que des avantages à donner le même nom aux unités identiques, et à exprimer la radiance en lux (lumens par mètre carré) ou en phots (lumens par centimètre carré).

La *brillance*, dans une direction donnée, d'une surface émettant de la lumière est le quotient de l'intensité lumineuse émise dans cette direction par l'aire projetée de cette surface sur un plan perpendiculaire à la direction considérée. La brillance s'exprimera donc en bougies par mètre carré ou en bougies par centimètre carré (1).

En un point d'où l'on voit un petit angle solide ω d'une source de brillance B, l'éclairement produit sur un écran normal aux rayons a pour valeur :

$$E = B\,\omega.$$

Si E est mesuré en lux, B devra être exprimé en bougies par mètre carré.

Si E est en phots, B sera en bougies par centimètre carré.

Dans tous les cas, ω sera exprimé en stéradians.

(1) M. Blondel a proposé de donner le nom de *Stilb* à cette dernière unité de brillance (bougie par centimètre carré) [3].

Si une surface suit la loi de Lambert, on a entre sa radiance et sa brillance la relation

$$R = \pi B,$$

dans laquelle, naturellement, R et B devront être exprimés avec des unités correspondantes.

Si un diffuseur parfaitement blanc et suivant la loi de Lambert reçoit un éclairement E, il se comporte comme une source de lumière dont la radiance est

$$R = E,$$

et la brillance

$$B = \frac{E}{\pi},$$

formules dans lesquelles on devra employer des unités correspondantes pour les trois quantités E, R, B.

Les techniciens américains (1) ont proposé et emploient souvent une unité de brillance, le *lambert*, qui n'est malheureusement pas cohérente avec la définition de la brillance. La définition du lambert est la suivante : c'est la brillance d'une surface qui émet, suivant la loi de Lambert, un flux total de 1 lumen par centimètre carré. On peut dire aussi que c'est la brillance d'un diffuseur parfait qui reçoit un éclairement de 1 phot. Les techniciens américains pensent que cette propriété introduit certaines simplifications dans les calculs; malheureusement, ces simplifications sont achetées au prix d'inconvénients beaucoup plus graves.

Si une surface a une brillance de 1 lambert, elle rayonne 1 lumen par centimètre carré; sa *radiance* est donc de 1 lumen par centimètre carré, et sa *brillance* est de $\frac{1}{\pi}$ bougies par centimètre carré. La relation numérique entre le lambert et l'unité ordinaire est donc la suivante :

1 lambert = 0,318 bougie par centimètre carré;

1 bougie par centimètre carré = 3,14 lamberts.

Le *lambert* n'est pas en accord avec la définition de la brillance. Cette définition s'exprime par l'égalité $B = \frac{I}{\sigma}$ en désignant par I l'intensité de l'aire projetée σ. Si l'on a choisi l'unité d'intensité et l'unité d'aire, l'unité de brillance en découle sans aucune ambiguïté. Sur l'unité d'intensité, tout le monde est d'accord. Aucune unité de surface usitée dans aucun pays ne conduit au *lambert*; il faudrait, pour arriver à cette unité, prendre comme unité de surface $\frac{1}{\pi}$ cm², ce qui est évidemment incohérent avec l'ensemble du

(1) Voir : *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, passim.

système de mesures adopté. Si l'on adopte le lambert comme unité de brillance, toutes les formules indiquées ici deviennent fausses. Le lambert serait acceptable comme unité de *radiance ;* il désigne simplement le lumen par centimètre carré (ou phot).

Enfin, sous le nom de foot-lambert, les techniciens américains emploient une unité de brillance dont la définition est la suivante : c'est la brillance d'un corps qui rayonne suivant la loi de Lambert et qui émet 1 lumen par pied carré. C'est aussi la brillance d'un diffuseur parfait et parfaitement blanc qui reçoit un éclairement de 1 foot-candle. Toute réserve faite sur l'étrangeté de son nom, le foot-lambert serait acceptable comme unité de *radiance* équivalent à l'unité d'éclairement foot-candle.

Les relations numériques sont les suivantes :

$$\begin{aligned} 1 \text{ foot-lambert} &= 1{,}076 \times 10^{-3} \text{ lambert} = 1{,}076 \text{ milli-lambert} \\ &= 3{,}42 \times 10^{-4} \text{ bougie par centimètre carré} \\ &= 3{,}42 \text{ bougie par mètre carré.} \end{aligned}$$

Le lambert et le foot-lambert ne seront pas employés dans cet ouvrage; on en a donné ici la définition parce qu'ils sont souvent employés dans les publications américaines.

6. Quantités où intervient un temps. — Dans certaines questions (par exemple en photographie) on a à considérer le produit $E \times t$ d'un éclairement pour un temps. On donne à cette quantité le nom de *quantité d'éclairement*, ou *d'excitation.* On l'exprimera en lux-seconde ou en phot-seconde.

Le produit d'un flux lumineux par un temps est aussi quelquefois intéressant, par exemple dans des questions de tarif. On a proposé pour cette quantité les noms d'*éclairage* et de *quantité de lumière.* On l'exprimera en lumen-seconde ou plutôt, dans les questions commerciales, en lumen-heure. Dans le système énergétique, la quantité correspondante est le produit d'une puissance par un temps, c'est-à-dire une quantité d'énergie, qui s'exprimera avec les unités ordinaires d'énergie : watt-seconde ou joule; watt-heure, etc.

7. Conditions qui déterminent l'aspect visuel produit par un flux lumineux. — Lorsqu'un flux lumineux pénètre dans l'œil, il en résulte une impression lumineuse. L'aspect dépend non seulement de la grandeur du flux, mais aussi, au premier chef, de sa répartition en direction. Pour comprendre ce qui se passe, il ne faut pas perdre de vue les deux faits suivants :

1° Seuls peuvent pénétrer dans l'œil les rayons qui ont passé par l'ouverture de la pupille;

2° L'organe sensible est la rétine; l'impression dépend du flux que reçoivent les divers éléments de sa surface.

On se bornera au cas où l'œil reçoit les rayons directement d'une source (primaire ou secondaire) sans interposition d'aucun instrument d'optique. Il faut distinguer deux cas très différents :

1° On regarde une surface qui, à la distance où elle est placée, présente un diamètre angulaire sensible. Dans ce cas, c'est la *brillance* de la surface qui caractérise l'impression résultante.

Soit en effet une surface lumineuse, placée à la distance D de l'œil. Soient B la brillance de cette surface dans la direction des rayons qu'elle envoie à l'œil et S l'aire de la pupille. Une portion de la surface lumineuse vue sous l'angle solide ω donnerait, sur un écran occupant la place de la pupille, un éclairement $B\,\omega$; le flux qui pénètre dans la pupille est donc $F = B\,\omega\,S$.

Ce flux atteint la rétine, où il se répartit sur l'image de la petite surface considérée ; l'aire de cette image est proportionnelle à ω et peut s'écrire

$$S' = \omega f^2,$$

f étant une constante de l'œil.

L'éclairement produit sur la rétine est donc

$$E' = \frac{F}{S'} = B\frac{S}{f^2},$$

S et f sont, à un moment donné, des constantes; l'éclairement produit sur la rétine, qui détermine l'impression visuelle, est donc proportionnel à la brillance de la surface que l'on regarde.

Presque toute la photométrie visuelle se fait par égalisation des brillances de deux plages juxtaposées. Le plus souvent, les surfaces lumineuses dont les images se juxtaposent sur la rétine sont des écrans blancs diffusants; leur brillance dépend de leur éclairement; l'égalisation des brillances équivaut à l'égalisation des éclairements. L'inclinaison, sur l'écran diffusant, des rayons qui l'éclairent n'a aucune importance si cet écran suit exactement la loi de Lambert, et il en est de même de l'angle sous lequel on regarde la surface; mais comme cette loi peut n'être qu'à peu près vérifiée il vaut mieux que ces angles soient les mêmes sur les deux portions d'écran que l'on compare.

2° La source de lumière que l'on regarde n'a pas de diamètre apparent sensible, ce qui veut dire que son diamètre apparent est nettement inférieur au pouvoir de définition de l'œil (environ 1′).

Dans ce cas, la forme et la dimension de l'image perçue ne dépendent pas du diamètre apparent; elles sont déterminées par la diffraction, les aberrations de l'œil et la structure de la rétine. C'est ainsi que la planète Jupiter vue à l'œil nu a exactement le même aspect (à l'intensité près) qu'une étoile, et cependant le diamètre apparent de la planète est de 40″,

tandis que celui de l'étoile est moindre que 0",01. La quantité qui intervient pour déterminer l'impression de point lumineux plus ou moins *éclatant* est simplement le flux qui concourt sur la rétine pour former l'image, ou, ce qui est la même chose à un facteur constant près, le flux qui pénètre dans la pupille. Celui-ci a pour valeur E S en appelant S l'aire de la pupille et E l'éclairement que le point lumineux considéré produirait sur un écran occupant la place de la pupille. A un instant donné, S est une constante; c'est donc l'*éclairement* produit par le point lumineux qui le caractérise au point de vue photométrique.

Presque toute la photométrie astronomique visuelle est une photométrie de points lumineux; ce que l'on mesure en réalité c'est l'éclairement que produit chaque étoile (supposée seule) sur un écran normal aux rayons que nous recevons d'elle.

Entre ces deux cas extrêmes (large surface de brillance uniforme et point lumineux de diamètre apparent inappréciable) se trouve le cas d'un diamètre apparent sensible, mais très petit; il est impossible de dire d'une manière précise comment se fait le raccord entre les deux cas extrêmes.

8. Quelques exemples de valeurs numériques. — Pour acquérir une connaissance concrète des unités photométriques, il ne suffit pas d'en connaître les définitions, il faut encore prendre une idée claire de l'ordre de grandeur de chacune d'elles, et, pour y arriver, le mieux est de s'en servir pour exprimer quelques données sur des phénomènes que tout le monde connaît.

En ce qui concerne les *intensités*, les valeurs relatives aux lampes usuelles nous ont suffisamment familiarisés avec l'unité adoptée. Souvent, des valeurs sont données sans indication de direction; il faut admettre, le plus souvent, que les nombres donnés correspondent à la direction dans laquelle l'intensité est maximum.

Les bougies ordinaires à l'acide stéarique donnent, dans la direction horizontale, une intensité qui n'est pas très différente de 1 bougie. Les lampes ordinaires à flamme d'huile ou de pétrole peuvent avoir des intensités comprises entre 10 et 30 bougies. Les becs Auer ordinaires donneront, par exemple, une cinquantaine de bougies.

Les lampes électriques à incandescence les plus employées dans l'éclairage domestique sont marquées de 10 à 100 bougies. Les grosses lampes à incandescence employées pour l'éclairage des rues peuvent donner un millier de bougies et davantage. Il en est de même des lampes à arc dans un globe, d'ailleurs de moins en moins employées.

En ce qui concerne le flux lumineux émis par une lampe, on s'en fait facilement une idée en multipliant par 4π l'intensité moyenne sphérique, sans oublier que celle-ci peut être sensiblemenr plus faible que l'intensité marquée. L'usage tend à s'introduire aux États-Unis de caractériser une

lampe non par une intensité dans une direction plus ou moins mal définie, mais par le flux total qu'elle émet (nombre de lumens); l'intensité moyenne sphérique pourra être calculée en divisant ce flux par 4π.

On est moins familiarisé avec les valeurs des éclairements.

Un éclairement de 1 lux est suffisant pour se conduire et éviter les accidents, mais non pour un travail quelconque; pour le travail à la lumière artificielle (lecture, écriture, couture), un éclairement de 10 lux est généraement jugé insuffisant; on désire aujourd'hui généralement au moins 20 lux. En plein jour, les éclairements sont ordinairement beaucoup plus élevés; dans une pièce convenablement éclairée, on a souvent quelques centaines de lux sur la surface du papier où l'on écrit. En plein air, on a des valeurs encore plus élevées; par temps clair, à l'ombre, dans un endroit découvert, on peut avoir quelques milliers de lux sur une surface horizontale. En plein soleil, par une belle journée d'été lorsque le soleil est près du zénith, l'éclairement sur une surface normale aux rayons solaires est d'environ 100 000 lux. Si l'absorption atmosphérique n'existait pas, l'éclairement produit par le soleil sur un écran normal aux rayons serait de 130 000 lux (écran placé en dehors de notre atmosphère).

La pleine lune par une belle nuit donne environ 0,2 lux (1/500 000 de l'éclairement produit par le soleil). Le ciel nocturne, sans lune, donne environ 1/3 000 de lux sur une surface horizontale. Un tel éclairement est certainement faible, mais non entièrement négligeable; il suffit, lorsque l'œil est parfaitement reposé, pour permettre de suivre une route en pleine nuit.

Entre l'éclairement donné par le plein soleil et celui que produit le ciel nocturne il y a le rapport 300 000 000 (trois cents millions); on voit que l'œil peut tolérer et employer pour des usages utiles des éclairements extraordinairement différents.

Le tableau suivant résume les indications qui viennent d'être données.

Éclairement suffisant pour se conduire	<	1 lux
— suffisant pour le travail de bureau	>	20 lux
— en plein jour sur le papier où l'on travaille, dans une salle bien éclairée	>	100 lux
— en plein air, lieu découvert, sans soleil	>	1 000
— par le plein soleil, midi, en été, belle journée		100 000
— par le soleil avant l'absorption par l'atmosphère terrestre		130 000
— par la pleine lune, près du zénith		0,2
— produit par le ciel nocturne sur une surface horizontale		1/3 000

L'éclairement intervient aussi pour caractériser l'aspect d'une source de lumière que l'on regarde directement d'assez loin pour qu'elle se présente comme un point lumineux. On perçoit ainsi, et même d'une manière très intense, des points correspondant à des valeurs de l'éclairement extrêmement

faibles, parce que le flux qui pénètre dans l'œil impressionne finalement un seul élément de la rétine. Pour se faire une idée des valeurs numériques, le mieux est de prendre les étoiles comme exemple de points lumineux que tout le monde connaît. Voici quelques valeurs de l'éclairement produit par des astres :

Vénus à son plus grand éclat	8×10^{-5} lux
Sirius	9×10^{-6}
Étoile de première grandeur	8×10^{-7}
Étoile de sixième grandeur (juste visible à l'œil nu)	8×10^{-9}
Étoile juste visible dans les plus grands télescopes (20e grandeur)	2×10^{-14}

L'étoile de sixième grandeur est la plus faible visible à l'œil nu sur le ciel, mais cette limitation tient au fait que le ciel n'est pas parfaitement sombre. Sur un fond *noir* on verrait à l'œil nu **[9]** les étoiles jusqu'à la grandeur 8, correspondant à un éclairement de $1{,}4 \times 10^{-9}$ lux (1 bougie à 27 km). On pourrait donc, si l'atmosphère était parfaitement transparente, voir comme un point une bougie à 27 km.

La *brillance* des surfaces est l'élément le plus important pour caractériser l'aspect des objets que nous regardons. Ces objets peuvent être soit des corps lumineux par eux-mêmes (sources de lumière), soit des surfaces diffusantes. La bonne technique de l'éclairage doit soustraire au regard direct toute source primaire de lumière dont la brillance est ordinairement trop élevée et dont la contemplation ne présente aucun intérêt; nous avons donc surtout dans notre champ visuel des surfaces diffusantes dont la brillance (en les supposant dénuées de réflexion régulière) dépend de l'éclairement reçu et du facteur de réflexion diffuse. Pour un diffuseur parfait si l'éclairement est de 1 lux, la brillance est $\frac{1}{\pi} = 0{,}318$ bougie par mètre carré, ou $0{,}318 \times 10^{-4}$ bougie par centimètre carré.

La surface blanche que l'on regarde dans le travail de lecture ou d'écriture à la lumière artificielle peut avoir une brillance de 0,001 bougie par centimètre carré. En plein jour, les murs de couleur claire d'une salle bien éclairée peuvent avoir une brillance de l'ordre de 0,01 bougie par centimètre carré. Une surface parfaitement blanche en plein soleil par une très belle journée d'été aura une brillance de 3 bougies par centimètre carré. Les surfaces que l'on a sous les yeux en plein soleil (terrain, route, etc.) ont des brillances sensiblement plus faibles parce que leur facteur de réflexion diffuse est inférieur à 1, et cependant chacun sait que la brillance des objets en plein soleil n'est pas supportée sans fatigue et fait désirer l'emploi de verres absorbants.

La brillance du ciel en plein jour est très variable d'un point à un autre; sa valeur et sa répartition changent énormément avec l'état de l'atmosphère. Le ciel parfaitement pur et bleu, lumineux uniquement à cause

de la diffusion de la lumière solaire par les molécules d'air, n'est pas extrêmement brillant; à 75° du soleil par les plus belles journées on peut avoir environ 0,15 bougie par centimètre carré. Les valeurs les plus élevées sont observées par ciel légèrement voilé sans être franchement couvert; on peut alors avoir des brillances de l'ordre de 1 bougie par centimètre carré, et beaucoup plus au voisinage du soleil. Par ciel très couvert la brillance est beaucoup plus uniforme, et peut descendre à des valeurs très faibles.

Les chiffres suivants donnent une idée de faibles brillances. Une surface parfaitement blanche éclairée par la pleine lune a une brillance de 6×10^{-6} bougie par centimètre carré; éclairée par la lumière du ciel nocturne, sa brillance est environ 10^{-8} bougie par centimètre carré, ce qui suffit à la rendre bien visible sur un fond noir. Le ciel nocturne lui-même a une brillance du même ordre; un objet non éclairé qui se projette sur lui s'en distingue nettement. La plus petite brillance perceptible paraît être de l'ordre de 10^{-10} bougie par centimètre carré lorsque cette brillance est celle d'une surface ayant un assez grand diamètre apparent et qu'elle se projette sur un fond parfaitement noir, dans une obscurité complète.

Les sources de lumière regardées directement ont des brillances très supérieures à celles de la plupart des objets que nous regardons. La flamme d'une bougie, qui ne passe pas pour une source éblouissante, a une brillance d'environ 0,5 bougie par centimètre carré, aussi grande que celle d'une terre labourée éclairée en plein midi par le soleil d'une belle journée d'été. La flamme de l'acétylène a une brillance d'environ 8 bougies par centimètre carré, dépassant de beaucoup celle des objets les plus blancs et les plus éclairés. La brillance des sources électriques atteint des valeurs encore beaucoup plus élevées.

Le tableau suivant résume les indications qui viennent d'être données.

Ordre de grandeurs de quelques brillances usuelles.

Surface diffusante parfaitement blanche recevant l'éclairement du plein soleil (100 000 lux)	3 bougies par cm²
Surface parfaitement blanche recevant un éclairement de 30 lux (suffisant pour le travail de bureau)	0,001
Ciel pur, à 75° du soleil	0,15
Ciel voilé très brillant	1
Ciel diurne par temps sombre	< 0,1
Ciel nocturne sans lune	10^{-8}
La plus petite brillance perceptible	10^{-10}
Surface de la pleine lune, à travers l'atmosphère terrestre	0,25
Surface du soleil, à travers l'atmosphère terrestre (1)	147 000
Surface du soleil, pour un observateur placé hors de l'atmosphère terrestre (1)	190 000
Flamme d'une bougie	0,5

(1) La brillance du disque solaire n'est pas uniforme; elle va en décroissant du centre au bord. Les chiffres donnés se rapportent à la brillance moyenne. La brillance au centre est un peu plus grande.

Lampe à pétrole (1)	1,2 à 1,5 bougies par cm^2
Flamme d'acétylène (1)	8
Manchon Auer ordinaire	4
Filament de carbone d'une lampe à incandescence (2)	80
Filament de tungstène d'une lampe à atmosphère gazeuse (2)	450
Lampe à incandescence avec ampoule diffusante (3)	2
Lampe pointolite (4)	2 000
Cratère de l'arc électrique ordinaire	15 000

(1) Très variable avec l'épaisseur de la flamme.

(2) Très variable avec le régime de la lampe.

(3) Dépend du diamètre de l'ampoule et du flux lumineux de la lampe. Le chiffre donné se rapporte à une lampe de 100 bougies moyennes sphériques dans une ampoule de 8 cm de diamètre.

(4) Lampe à boules de tungstène portées à l'incandescence.

CHAPITRE IV

RELATION ENTRE LES DONNÉES VISUELLES ET LES DONNÉES ÉNERGÉTIQUES RELATIVES A UN RAYONNEMENT

1. Définitions. — Un même flux rayonnant peut être considéré du point de vue de l'énergie qu'il transporte ou comme producteur d'impressions lumineuses. Dans le premier cas, il s'exprime en watts, et dans le second cas en lumens.

Soit donc un flux d'énergie rayonnante. Du point de vue énergétique, il est caractérisé par une puissance Φ, qui s'exprimera en watts. Comme producteur d'impressions lumineuses, il est caractérisé par un flux lumineux F qui s'exprimera en lumens.

Le rapport $K = \frac{F}{\Phi}$ a une valeur constante tant que la composition spectrale du rayonnement reste la même, aussi bien dans sa partie infrarouge et ultra-violette que dans sa partie visible; en d'autres termes, tant que la courbe spectrale d'énergie ne subit d'autre modification qu'un changement de toutes les ordonnées dans le même rapport.

Le rapport K, qui s'exprime en lumens par watt, s'appelle le *coefficient de visibilité* ou encore l'*efficacité lumineuse* du rayonnement considéré (1). Il a une valeur déterminée dès que la courbe spectrale d'énergie du rayonnement est déterminée, sans qu'intervienne son intensité. Comme exemple, le rayonnement solaire, avant toute absorption par l'atmosphère terrestre, donne, sur un écran de 1 cm^2 recevant normalement les rayons, un flux d'énergie de 0,14 watt et un flux lumineux de 13 lumens (éclairement 130 000 lux). Le coefficient de visibilité, ou efficacité lumineuse, de ce rayonnement est donc 94 lumens par watt. Il resterait le même à toute distance du soleil, tant qu'aucune absorption n'intervient.

Cette définition s'applique, en particulier, à un rayonnement monochromatique, sans aucun mélange de radiation visible ou invisible. Le coefficient

(1) Les deux noms « coefficient de visibilité » et « efficacité lumineuse » sont bien équivalents. Il se trouve que le premier de ces noms est employé plus souvent lorsqu'il s'agit d'un rayonnement monochromatique, et le second pour un rayonnement complexe.

de visibilité K_λ est alors une fonction de la longueur d'onde λ de la radiation simple considérée, et l'on peut tracer une courbe qui représente K_λ en fonction de λ. La courbe ainsi tracée (1) présente à peu près la forme d'une *courbe en cloche ;* l'ordonnée s'annule aux deux extrémités du spectre visible et présente un maximum pour une longueur d'onde λ_0 qui peut être fixée à $0^\mu,555$. Cette radiation est celle pour laquelle la sensibilité de l'œil, à flux énergétique égal, est maximum.

2. Facteur de visibilité relative. — Il est commode de comparer les valeurs de K_λ à la valeur maximum K_0 qui correspond à la longueur d'onde λ_0. On posera donc

$$V_\lambda = \frac{K_\lambda}{K_0}.$$

Le facteur numérique V_λ est le *facteur de visibilité relative* (2) qui correspond à la radiation de longueur d'onde λ. La courbe qui a pour ordonnées les valeurs de V_λ avec, en abscisses, les valeurs de λ, est la *courbe de visibilité relative.* D'après la définition de V_λ, cette courbe présente un maximum égal à 1 pour $\lambda = 0^\mu,555$; toutes les ordonnées de la courbe sont nulles en dehors des limites du spectre visible.

3. Équivalent mécanique de la lumière. — Les facteurs de visibilité relative fixent seulement les rapports entre les coefficients de visibilité. Une valeur d'un des coefficients achève de fixer tous les autres. Il est naturel de donner la valeur du coefficient K_0 auquel on a rapporté tous les autres, relatif à la radiation $0^\mu,555$. On peut donner aussi l'inverse de ce nombre

$$M = \frac{1}{K_0}.$$

C'est le nombre de watts correspondant à 1 lumen sous forme de cette même radiation. Cette quantité, qui s'exprime en watts par lumen,

---

(1) Cette courbe est la même que celle de la figure 9 (Voir plus loin) sauf un changement dans l'échelle des ordonnées.

(2) Le nom à donner à cette quantité a donné lieu à quelques discussions. Les auteurs américains ont généralement adopté le nom de « visibility factor », dont l'équivalent en français est bien « facteur de visibilité ». M. Blondel a fait remarquer [8] que ce mot, aussi bien en anglais qu'en français, n'évoque pas l'idée de la quantité qu'il veut désigner. Le mot « luminosité » serait mieux adapté que « visibilité » mais pour éviter toute confusion, M. Blondel a proposé le mot nouveau « facteur de luminicité ». Sans méconnaître la justesse des critiques de M. Blondel, on peut remarquer que l'emploi du mot « luminosité » ne présente aucun inconvénient sérieux et que ce mot a été si largement employé par les auteurs américains faisant autorité dans ces questions qu'il y a le plus grand intérêt à l'adopter en français.

Ce sont ces raisons d'opportunité qui ont conduit la réunion de Genève du Comité international de l'éclairage (1924), à adopter, en français, la désignation de « facteur de visibilité », et par suite « coefficient de visibilité ».

est souvent désignée sous le nom, assez impropre, d'*équivalent mécanique de la lumière* (1).

En résumé, l'étude des rapports entre les mesures énergétiques et visuelles pour les radiations monochromatiques se ramène aux deux déterminations suivantes :

1° Études des valeurs de V_λ et par suite tracé de la courbe de visibilité relative. Aucune mesure en unités absolues n'intervient dans cette détermination; les flux lumineux aussi bien que les flux énergétiques n'interviennent que par leurs rapports.

2° Mesure de K_0, ou de son inverse M, équivalent mécanique de la lumière. Là, au contraire, les flux lumineux et énergétiques doivent être exprimés au moyen des unités correctes.

Si M est l'équivalent mécanique de la lumière, et V_λ le facteur de visibilité relative d'une radiation, le coefficient de visibilité de cette même radiation sera $K_\lambda = \frac{V_\lambda}{M}$.

4. Données numériques. — La détermination des quantités que l'on vient de définir est un problème difficile. Elle implique forcément des mesures photométriques hétérochromes, puisqu'il s'agit finalement de comparer les flux lumineux de radiations monochromatiques diverses, et d'exprimer l'un d'eux en partant de l'étalon photométrique dont le rayonnement a un spectre continu; les différences individuelles dans les propriétés de l'œil ne peuvent être éliminées que par l'emploi d'un très grand nombre d'observateurs. D'autre part, ces déterminations exigent des mesures précises d'intensité énergétique, mesures qui ne sont pas faciles. Les expériences ne pourront être décrites que dans le volume consacré aux mesures de photométrie visuelle. On se bornera ici à donner les valeurs les plus probables des résultats.

Pour l'équivalent mécanique de la lumière, les résultats trouvés oscillent entre 0,001 5 et un peu plus de 0,001 6 watt par lumen. On peut admettre actuellement comme valeur la plus probable **[40]** :

$$M = 0{,}001\,61 \text{ watt par lumen.}$$

On peut aussi l'exprimer par

0,020 2 watt par bougie moyenne sphérique.

(1) Cette désignation est, évidemment, au moins incomplète. La quantité M se rapporte non pas à la *lumière* en général, mais à une radiation monochromatique particulière. On a proposé le nom d'*équivalent mécanique minimum* de la lumière, pour rappeler qu'il se rapporte à la radiation la plus active au point de vue lumineux, et que la quantité analogue aurait une valeur plus grande pour toute autre radiation.

Cependant, la désignation « équivalent mécanique de la lumière » a été déjà largement employée; elle a l'avantage de la brièveté et ne peut donner lieu à aucune confusion; il m'a semblé qu'il y avait plus d'avantages que d'inconvénients à la conserver.

Inversement, le coefficient de visibilité de la radiation $0^{\mu},555$ est

$$\frac{1}{M} = K_0 = 621 \text{ lumens par watt}$$
$$= 49{,}4 \text{ bougies sphériques par watt.}$$

Quant au facteur de visibilité relative, c'est une fonction de la longueur d'onde, dont la détermination a donné lieu à de nombreuses recherches. Le tableau suivant résume les mesures faites par Gibson et Tyndal **[11]** en utilisant un très grand nombre d'observateurs. Les nombres se rapportent à l'*œil moyen*, après élimination complète des observateurs franchement anormaux.

Valeur du facteur de visibilité relative des radiations simples.

LONGUEUR D'ONDE en millimicrons	VISIBILITÉ relative	LONGUEUR D'ONDE en millimicrons	VISIBILITÉ relative
400	0,0004	600	0,631
410	0,0012	610	0,503
420	0,0040	620	0,381
430	0,0116	630	0,265
440	0,023	640	0,175
450	0,038	650	0,107
460	0,060	660	0,061
470	0,091	670	0,032
480	0,139	680	0,017
490	0,208	690	0,0082
500	0,323	700	0,0041
510	0,503	710	0,0021
520	0,710	720	0,00105
530	0,862	730	0,00052
540	0,954	740	0,00025
550	0,995	750	0,00012
560	0,995	760	0,00006
570	0,952		
580	0,870		
590	0,757		

La courbe (fig. 9) représente ces nombres.

On remarquera combien est peu étendue la région du spectre qui contribue à la vision d'une manière réellement efficace. Les radiations qui se trouvent aux extrémités du spectre visible ne contribuent presque en rien à l'impression lumineuse, à cause des très faibles valeurs de leur facteur de luminosité. La région où ce facteur dépasse 0,1 ne s'étend que de $0^{\mu},47$ à $0^{\mu},65$ environ. Toutefois, l'extrémité violette, bien que très peu

lumineuse à énergie égale, contribue d'une manière appréciable aux sensations de couleur.

Il est parfois utile de connaître l'aire de la courbe représentée par la figure 1, ou, ce qui revient au même, l'intégrale de la fonction V_λ prise entre zéro et l'infini. Il revient d'ailleurs au même de prendre l'intégrale entre les limites du spectre visible, puisque en dehors de ces limites la fonction V_λ est nulle. On trouve :

$$\int_0^\infty V_\lambda \; d\lambda = 0^\mu,1069.$$

On peut exprimer cela en disant que, dans un rayonnement à spectre continu où la courbe spectrale d'énergie serait un palier, le flux lumineux

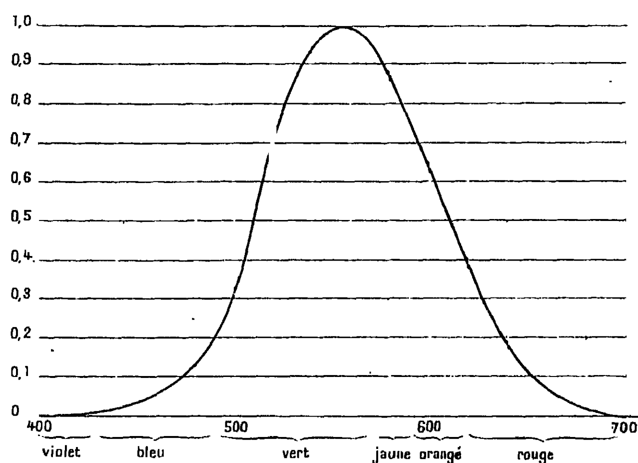


Fig. 9.

serait le même que si les radiations visibles étaient limitées à un intervalle de 106,9 mμ (par exemple entre 500 et 606,9 mμ), avec un facteur de visibilité relative égal à 1 pour toutes ces radiations.

5. Propriétés d'un rayonnement complexe. — Étant donné un rayonnement complexe, formé en partie de radiations visibles et en partie de radiations invisibles, on est encore conduit à comparer ses propriétés visuelles avec ses propriétés énergétiques. On aura, comme ci-dessus, pour le même rayonnement, un flux énergétique Φ exprimé en watts, et un flux lumineux F exprimé en lumens.

La quantité $K = \frac{F}{\Phi}$ est le *coefficient de luminosité*, ou mieux, dans ce

cas, l'*efficacité lumineuse* du rayonnement considéré. Il s'exprime en lumens par watt.

L'inverse de K,

$$C = \frac{1}{K} = \frac{\Phi}{F},$$

est la *consommation spécifique*, qui s'exprime en watts par lumen (1). La valeur la plus élevée que puisse avoir l'efficacité, et par suite le minimum de consommation spécifique, correspond à un rayonnement monochromatique de longueur d'onde $0^{\mu},555$; l'efficacité est alors de 621 lumens par watt et la consommation spécifique est de 0,00161 watt par lumen.

Il est intéressant de comparer, pour un rayonnement donné, son efficacité lumineuse avec cette efficacité maximum. On tombe alors sur le *rendement lumineux*, simple rapport numérique (2), dont la définition est la suivante :

Le rendement lumineux d'un rayonnement est le rapport entre le flux lumineux qui correspond à une certaine puissance rayonnée et le flux lumineux qui correspondrait à la même puissance sous forme de radiation $0^{\mu},555$. C'est une quantité qui ne peut dépasser l'unité.

Entre l'efficacité lumineuse et le rendement lumineux, on a la relation

$$\text{efficacité} = \text{rendement} \times \frac{1}{M} = \text{rendement} \times 621 \cdot$$

Pour une radiation monochromatique, le rendement n'est pas autre chose que le facteur de visibilité relative.

6. Calcul des propriétés lumineuses au moyen de la courbe spectrale d'énergie. — Les quantités qui viennent d'être définies peuvent être obtenues au moyen de mesures directes; un récepteur thermométrique sera nécessaire pour mesurer le flux d'énergie, et une mesure visuelle fera connaître le flux lumineux.

Les mêmes quantités peuvent être calculées si l'on connaît la courbe spectrale d'énergie du rayonnement étudié, en utilisant les données numériques indiquées plus haut sur les radiations monochromatiques (courbe de visibilité relative et équivalent mécanique de la lumière). A la base de ces applications il y a le postulat suivant : des flux lumineux, même

(1) Ne pas oublier que les quantités définies ici se rapportent au rayonnement, et non à la source de lumière. La consommation d'énergie de la source est souvent supérieure à l'énergie rayonnée, parce qu'une partie de l'énergie fournie à la lampe est directement transformée en chaleur sans passer par la forme rayonnement.

(2) Rappelons que l'usage constant est de réserver le nom de *rendement* à de simples rapports numériques de quantités de même espèce, toujours plus petits que l'unité. C'est pour cela que l'on a distingué ici entre *rendement* et *efficacité ;* les deux quantités définies ici sont d'ailleurs utiles.

s'ils se rapportent à des rayonnements de composition spectrale différente, s'ajoutent arithmétiquement lorsqu'ils éclairent les mêmes portions de la rétine. La validité de ce postulat résulte immédiatement des définitions si les rayonnements sont de même composition; elle est moins évidente dans le cas général et sa discussion soulève des questions d'optique physiologique qui seront discutées ailleurs. On peut l'admettre comme approximation suffisante sauf peut-être pour les très faibles brillances, cas que l'on laissera de côté pour le moment.

Supposons donc que l'on ait à étudier un flux dont on connaît la courbe spectrale d'énergie; à la longueur d'onde λ correspond sur cette courbe une ordonnée $y = f(\lambda)$. Il n'est pas nécessaire que les valeurs des énergies soient connues en valeurs absolues; les quantités y sont exprimées en unité arbitraire.

Entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$ le rayonnement transporte un flux énergétique $y\,d\lambda$. Le flux lumineux correspondant est $d\,F = A\,K_\lambda\,d\lambda$, en désignant par A une constante qui dépend de l'échelle des ordonnées y, et par K_λ le coefficient de visibilité de la radiation monochromatique λ. On peut écrire aussi

$$d\,F = A\,\frac{V_\lambda}{M}\,y\,d\lambda,$$

en désignant par V_λ le facteur de visibilité relative et par M l'équivalent mécanique de la lumière.

Le flux correspondant à l'ensemble des radiations du rayonnement considéré est donc

$$F = \frac{A}{M}\int_0^\infty V_\lambda\,y\,d\lambda.$$

Le flux énergétique du même rayonnement est

$$\Phi = A\int_0^\infty y\,d\lambda.$$

Les quantités définies plus haut résultent immédiatement de ces valeurs de F et de Φ.

Rendement

$$\eta = M\,\frac{F}{\Phi} = \frac{\int_0^\infty V_\lambda\,y\,d\lambda}{\int_0^\infty y\,d\lambda}.$$

Efficacité lumineuse

$$K = \frac{F}{\Phi} = \frac{1}{M}\,\eta.$$

Consommation spécifique

$$C = \frac{\Phi}{F} = \frac{M}{\eta}.$$

Pratiquement, on tracera sur du papier quadrillé les deux courbes ayant toutes deux comme abscisses les longueurs d'onde, et comme ordonnées, l'une la quantité y, l'autre la quantité $z = V_\lambda\, y$. On déterminera les aires de ces deux courbes, soit au moyen d'un planimètre, soit en comptant le nombre des carrés contenu à leur intérieur. Le rapport des deux aires donne le rendement; l'efficacité et la consommation spécifique s'en déduisent immédiatement.

La courbe en y est la courbe spectrale d'intensité énergétique; la courbe en z peut être appelée la courbe spectrale d'intensité lumineuse. Elle est

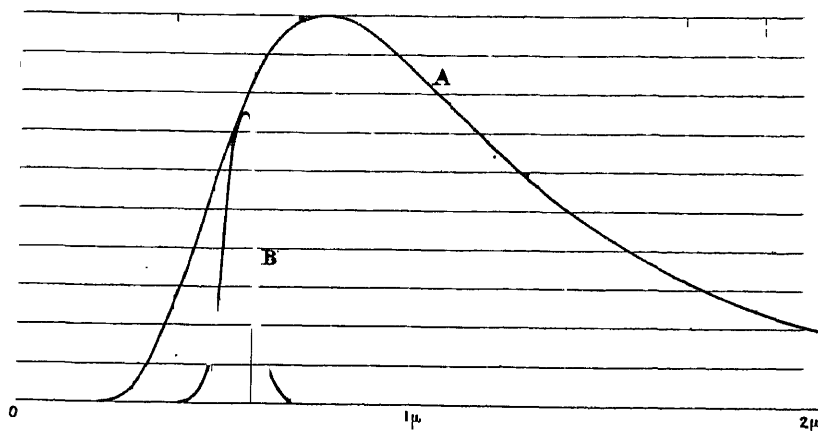


Fig. 10.

telle que $z\,d\lambda$ représente le flux lumineux correspondant aux radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$.

A titre d'exemple, la courbe A (fig. 10) représente la courbe spectrale d'énergie du rayonnement émis par le cratère d'un arc électrique ordinaire (assimilé à celui d'un corps noir à 3 750° K). Sur le même graphique est tracée la courbe spectrale de luminosité du même rayonnement (courbe B). Le rapport des deux aires (1) donne immédiatement le rendement :

$$\eta = 0{,}068.$$

On en déduit :

Efficacité lumineuse du rayonnement $K = 0{,}068 \times 621 = 42{,}2$ lumens par watt.

Consommation spécifique $C = \dfrac{1}{K} = 0{,}237$ watt par lumen.

(1) L'échelle du dessin donné ici ne convient pas très bien au calcul exact; l'échelle est trop petite pour la courbe de luminosité, tandis que la courbe d'énergie sort des limites du graphique. Il convient, pour un calcul exact, de tracer les deux courbes avec des échelles spectrales différentes, et de ramener par un calcul évident les valeurs des deux aires à la même échelle.

On trouvera au chapitre VII des données numériques sur le rayonnement des diverses sources et sur celui du corps noir.

7. Calcul du facteur de transmission d'un écran sélectif pour un rayonnement complexe. — Lorsqu'un flux lumineux traverse une lame absorbante, on appelle *facteur de transmission* le rapport entre le flux transmis et le flux incident (Voir chapitre VI). Ces deux flux peuvent être mesurés soit en valeur énergétique, soit visuellement. En lumière monochromatique, on trouve évidemment dans les deux cas la même valeur du facteur de transmission; en mesurant ce facteur pour les diverses radiations, on peut tracer la courbe spectrale de transmission, qui donne la valeur du facteur de transmission τ en fonction de la longueur d'onde λ. La détermination

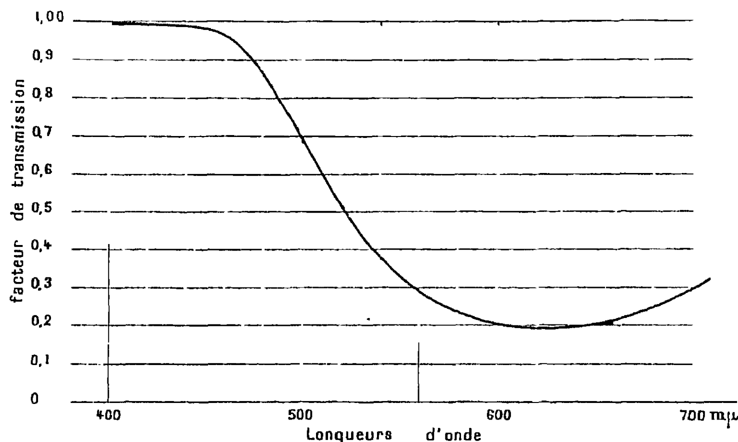


Fig. 11.

de cette courbe n'exige aucune mesure hétérochrome, et peut même être faite sans détermination visuelle.

S'il s'agit d'un rayonnement complexe, le facteur de transmission visuel n'a aucun rapport avec le facteur énergétique. D'autre part, la détermination directe du facteur visuel exige une détermination hétérochrome, le passage à travers la lame à absorption sélective produisant un changement de couleur de la lumière. Enfin, le facteur visuel de transmission dépend de la composition de la lumière incidente.

Ce facteur de transmission peut être calculé si l'on connaît les données suivantes, dont la détermination n'exige aucune mesure hétérochrome ni même, théoriquement, l'intervention de l'œil :

1° Courbe spectrale de transmission de la lame absorbante, donnant en fonction de la longueur d'onde λ le facteur de transmission τ.

2° Courbe spectrale d'énergie du rayonnement incident, donnant une

ordonnée y pour la longueur d'onde λ. Il suffit que cette courbe soit connue dans l'étendue du spectre visible.

On suppose connue une fois pour toutes la courbe de visibilité relative donnant le facteur de visibilité relative V_λ en fonction de λ.

On tracera la courbe spectrale d'intensité lumineuse du rayonnement incident, dont les ordonnées sont $z = y\, V_\lambda$, et la courbe analogue pour le rayonnement transmis, dont les ordonnées sont $z' = \tau\, y\, V_\lambda$. Le rapport de l'aire de la seconde courbe à celle de la première donne le facteur de trans-

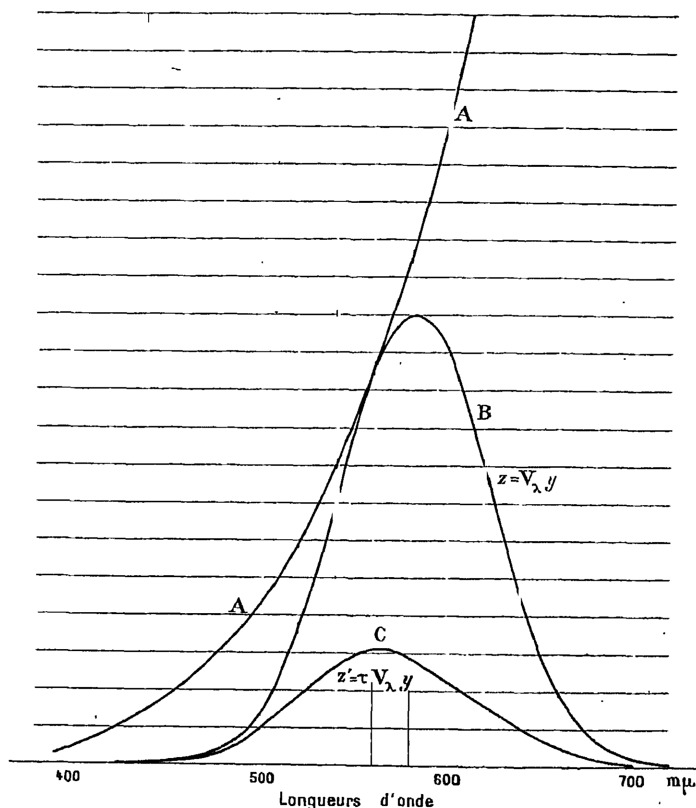


Fig. 12.

mission T pour le rayonnement incident considéré. Cela peut se traduire par l'équation

$$T = \frac{\int_0^\infty \tau\, y\, V_\lambda\, d\lambda}{\int_0^\infty y\, V_\lambda\, d\lambda}.$$

Aucune mesure visuelle hétérochrome n'a été nécessaire pour le calcul de T, si ce n'est dans la détermination de la courbe de visibilité relative.

En somme, les mesures hétérochromes sont reportées sur une détermination difficile, mais faite une fois pour toutes.

A titre d'exemple, les calculs suivants se rapportent à une cuve contenant une solution ammoniacale de sulfate de cuivre (liquide bleu). La figure 11 donne la courbe spectrale de transmission; on voit que la cuve est presque transparente pour les radiations de faible longueur d'onde, tandis qu'elle affaiblit considérablement le côté rouge du spectre. Le rayonnement incident est celui d'une lampe à incandescence à filament de carbone, dont la courbe spectrale d'énergie pour les radiations visibles est donnée par la courbe A de la figure 12; l'échelle des ordonnées est arbitraire. Sur la même figure, la courbe B est déduite de la précédente en multipliant chaque ordonnée par la valeur du facteur de visibilité relative V_λ, c'est-à-dire par les ordonnées de la courbe figure 9. Enfin, la courbe C est déduite de la courbe B en multipliant les ordonnées de celle-ci par les valeurs du facteur τ prises sur la courbe figure 11. Le facteur de transmission T pour le rayonnement considéré est égal au rapport des aires des deux courbes C et B. On trouve ainsi $T = 0,29$.

On trouverait une autre valeur pour un autre rayonnement ayant une courbe spectrale d'énergie différente. Sur la lumière du jour, beaucoup plus riche en radiations bleues qui sont peu absorbées par la cuve, on trouve une valeur plus élevée. Le calcul, fait par la même méthode, donne $T = 0,31$.

Les mêmes procédés de calcul s'appliquent à toute modification sélective que peut subir un flux lumineux. Dans chaque cas on peut définir un *facteur de transmission* visuel; on peut le calculer si l'on connaît la courbe spectrale d'énergie, dans le spectre visible, du rayonnement incident, ainsi que la courbe spectrale du facteur de transmission en lumière monochromatique. Dans certains cas, par exemple pour une lame de quartz placée entre deux polariseurs, cette courbe de transmission peut être calculée au moyen de données connues; on peut alors calculer *a priori* le facteur de transmission pour tout rayonnement dont on connaît la courbe spectrale d'énergie.

8. Applications à la comparaison de deux flux lumineux de compositions différentes. — Des calculs analogues aux précédents, basés sur la connaissance des courbes spectrales d'énergie et de la courbe de visibilité relative, peuvent rendre de grands services dans la comparaison visuelle de deux rayonnements de composition différente. La comparaison directe (photométrie hétérochrome) est un problème difficile; il peut être considérablement simplifié si les courbes dont on vient de parler sont connues.

Soient donc deux rayonnements R et R′ dont on connaît, en unités

arbitraires, les courbes spectrales d'énergie; soient A et A′ ces deux courbes.

Il suffit, pour comparer les deux flux lumineux, de faire la comparaison à travers un *filtre monochromatique*, c'est-à-dire un écran qui arrête toutes les radiations à l'exception d'un petit groupe compris autour d'une radiation (1) de longueur d'onde λ_1. Cette comparaison est parfaitement homochrome. On tracera les deux courbes d'énergie à des échelles telles que l'ordonnée soit la même pour la longueur d'onde λ_1. En multipliant ces ordonnées par V_λ on obtient les deux courbes spectrales d'intensité lumineuse, avec ordonnées égales pour $\lambda = \lambda_1$. Le rapport α des aires de ces courbes donne le rapport des deux flux lumineux lorsque l'intensité de la radiation λ_1 est la même. Il suffit de multiplier par ce rapport, calculé une fois pour toutes, le résultat de la comparaison directe faite à travers le filtre monochromatique, pour avoir le rapport des valeurs visuelles des deux flux.

Cette méthode est, au fond, une généralisation de celle de Crova [12]; mais ce physicien pensait, à tort, que le rapport α était égal à l'unité, à la condition de choisir la radiation λ_1 vers le milieu du spectre visible. Il choisissait $\lambda = 582$ mμ, et pensait que la mesure faite à travers un écran qui isolait (d'ailleurs très grossièrement) cette radiation donnerait directement le rapport des flux lumineux.

On peut remarquer que, pour deux rayonnements R et R′, on peut toujours définir une longueur d'onde λ_1 telle que le rapport des deux flux lumineux soit le même que le rapport des flux correspondant à une étroite bande spectrale autour de λ_1. Les techniciens américains ont désigné la longueur d'onde λ_1 ainsi définie sous le nom de « longueur d'onde de Crova ». Si $y = f(\lambda)$ et $y' = f'(\lambda)$ sont les courbes d'énergie des deux rayonnements, l'équation qui donne la « longueur d'onde de Crova » s'obtiendra en écrivant que le rapport des deux flux lumineux est égal au rapport des intensités de cette radiation :

$$\frac{f(\lambda_1)}{f'(\lambda_1)} = \frac{\int_0^\infty V_\lambda\, f(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty V_\lambda\, f'(\lambda)\, d\lambda}.$$

Il n'est pas nécessaire d'employer un filtre monochromatique, d'ailleurs presque impossible à obtenir, même d'une manière grossière. On peut employer un filtre quelconque, qui réduise sans la faire complètement disparaître la différence de couleur des deux rayonnements. La méthode indiquée plus haut (§ 7) permet de calculer le facteur de transmission de ce filtre pour les deux rayonnements; soient T et T′ les valeurs

(1) Il n'est nullement nécessaire que la transmission de la radiation soit complète; la seule hypothèse est que la courbe spectrale de transmission a toutes ses ordonnées nulles, à l'exception de celles qui sont voisines de λ_1.

ainsi trouvées. On comparera les deux flux F et F′ à travers ce filtre; si p est le rapport trouvé, on a

$$p = \frac{TF}{T'F'},$$

d'où

$$\frac{F}{F'} = p\,\frac{T'}{T}.$$

Ces exemples montrent l'importance qu'il y a à connaître les courbes spectrales d'énergie des rayonnements que l'on veut étudier.

CHAPITRE V

POLARISATION DE LA LUMIÈRE

1. Importance en photométrie des phénomènes de polarisation. — Les phénomènes de polarisation, dont l'importance est capitale en optique, interviennent dans un grand nombre de questions de photométrie. Par exemple, on ne peut définir le facteur de réflexion ou de transmission d'une surface sans tenir compte de l'état de polarisation de la lumière incidente. D'autre part, un ensemble de deux polariseurs constitue un dispositif souvent employé pour graduer la lumière, mais il ne doit être employé qu'avec certaines précautions. Enfin, les propriétés des lames cristallisées entre deux polariseurs sont utilisées pour agir sur la composition spectrale d'un faisceau, comme *filtre* ayant des propriétés sélectives calculables d'avance.

La théorie de ces divers phénomènes se trouve dans tous les traités classiques d'optique. Il a paru cependant utile d'exposer ici, d'un point de vue directement utilitaire, les faits essentiels qui seront utilisés dans les diverses parties de cet ouvrage.

2. Lumière naturelle et lumière polarisée, symétrie du faisceau lumineux. — Un rayon ordinaire de lumière (par exemple un rayon venant directement d'une flamme ou du soleil) possède une symétrie de révolution par rapport à sa propre direction; tous les plans qui passent par le rayon possèdent les mêmes propriétés. Voici ce qu'il faut exactement entendre par là :

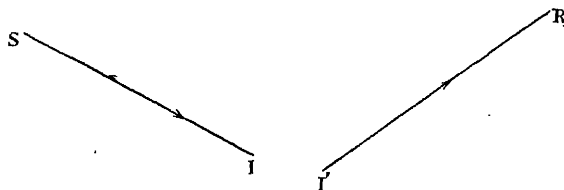


Fig. 13.

Soit S I (fig. 13) le rayon considéré; il subit un nombre quelconque de réflexions, de réfractions, de passages à travers des milieux cristallisés

ou non, en un mot des transformations absolument quelconques; il émerge finalement suivant I'R.

Faisons tourner tout le système autour de S I; tout ce qui est *avant* S I (et en particulier la source) restera fixe, mais tout ce qui vient après (miroirs, milieux traversés, etc.), tournera autour de l'axe S I. Le rayon I' R engendrera une surface réglée de révolution (en général un hyperboloïde); mais *son intensité restera constante.*

S'il en est ainsi, on dira que S I est un rayon de lumière naturelle; ce rayon possède la symétrie de révolution par rapport à lui-même.

Dans certains cas, cette symétrie n'existe pas; la rotation fait varier l'intensité du rayon final; les divers plans passant par le rayon se différencient les uns des autres. On dit que le rayon S I est un rayon de lumière polarisée.

Le système optique interposé entre S I et I' R, dont la rotation révèle l'état de polarisation du faisceau qui tombe sur lui, s'appelle un *analyseur.*

D'autre part, un faisceau de lumière naturelle peut être transformé en faisceau polarisé en le faisant passer à travers un appareil *polariseur.*

Ces deux catégories d'appareils sont d'ailleurs interchangeables; tout polariseur peut servir d'analyseur et réciproquement.

3. Interprétation dans la théorie des ondes. — Les phénomènes vibratoires peuvent se propager de deux manières simples :

1° La perturbation en chaque point, périodiquement variable, peut être dirigée selon la direction de la propagation, et par suite perpendiculairement au plan de l'onde. On dit que la perturbation est *longitudinale.*

2° Elle peut être perpendiculaire à la direction de la propagation, et par suite dans le plan de l'onde; la perturbation est *transversale.*

Le premier cas est celui des ondes sonores se propageant dans un fluide; la perturbation se propage par compressions et dilatations successives du milieu, et le mouvement de chaque particule se fait dans la direction de la propagation. Un tel phénomène ne peut jamais donner lieu à un manque de symétrie par rapport au *rayon;* aucun phénomène analogue à la polarisation de la lumière n'existe dans ce cas.

Le second cas est celui de toutes les ondes électromagnétiques, qui sont des ondes lumineuses lorsque leur longueur d'onde est comprise entre certaines limites (Voir chapitre I). Si l'on suppose une *onde plane* (ou, ce qui revient au même, un faisceau de rayons parallèles), d'une radiation monochromatique, on a en chaque point un champ électrique et un champ magnétique, tous deux périodiquement variables. *Tous deux sont dans le plan de l'onde;* les vecteurs qui, à chaque instant, caractérisent la perturbation, sont *transversaux* par rapport à la direction de propagation. De plus, à chaque instant, ces vecteurs sont perpendiculaires entre eux.

4. Lumière polarisée rectilignement : plan de polarisation. — Supposons (fig. 14) que le plan de la figure soit le plande l'onde; en un point de ce plan, le vecteur électrique et le vecteur magnétique sont, à un instant donné, représentés par les vecteurs O *e* et O *m;* ils restent identiques pour tous les points du plan d'onde, mais varient périodiquement. Leur variation peut se faire aussi bien en direction qu'en grandeur, la périodicité impliquant seulement que tout recommence après une période.

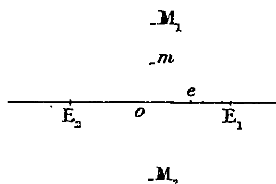


Fig. 14.

Le cas théoriquement le plus simple est celui où la variation de ces vecteurs se fait seulement en *grandeur* et non en *direction*. L'extrémité du vecteur *e* décrit un segment de droite E_1 E_2, celle de *m* un autre segment M_1 M_2 perpendiculaire au premier. On dit, par métaphore, que la *vibration est rectiligne* (1).

Ce régime vibratoire correspond au faisceau *rectilignement polarisé*. Un tel rayon possède deux plans de symétrie rectangulaire, l'un contenant le vecteur électrique E_1 E_2, l'autre le vecteur magnétique M_1 M_2. Le plan *perpendiculaire au vecteur électrique* s'appelle *plan de polarisation* du rayon. Le vecteur électrique est parfois aussi désigné sous le nom de *vibration électrique* ou *vibration de Fresnel.*

Dans un faisceau monochromatique polarisé, ce vecteur est une fonction sinusoïdale du temps, avec une période (et par suite une longueur d'onde) qui caractérise la radiation simple que propage ce faisceau.

Quant à l'intensité, elle est évidemment liée à l'amplitude de la vibration. La théorie électromagnétique permet de calculer le flux d'énergie transporté; on trouve que ce flux est proportionnel au carré de l'amplitude de l'un ou de l'autre vecteur.

---

(1) Le mot *vibration* fait évidemment penser au déplacement périodique d'un point; c'est dans ce sens qu'il a été employé d'abord. En réalité, on ne peut pas parler de *quelque chose* qui vibre; le mot *vibration* est ici pris dans un sens métaphorique, d'ailleurs parfaitement clair, pour indiquer l'existence d'un *phénomène* périodique, caractérisé à chaque instant par un vecteur.

5. Polarisation elliptique et circulaire. — La vibration périodique des vecteurs *e* et *m* peut porter non seulement sur l'intensité mais encore sur la direction.

Si l'on prend dans le plan de l'onde deux axes rectangulaires quelconques, *ox* et *oy*, le vecteur *e* peut être représenté, à chaque instant, par ses deux projections (fig. 15). Pour un faisceau monochromatique, chacune de ces projections doit varier en fonction du temps selon une loi sinusoïdale. Un calcul facile montre qu'alors le lieu de l'extrémité du vecteur *e* est une ellipse; il en sera naturellement de même pour le vecteur *m*. On dit alors que la *vibration est elliptique*, ou que le faisceau est *polarisé elliptiquement*.

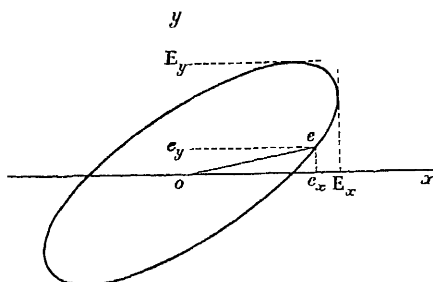


Fig. 15.

La vibration elliptique peut être décomposée en deux vibrations rectilignes rectangulaires suivant deux axes quelconques *ox*, *oy* dont les demi-amplitudes seront E_x et E_y, mais présentant entre elles une certaine différence de phase.

Le flux d'énergie transporté est égal à la somme des flux qui correspondraient séparément aux deux vibrations rectilignes E_x, E_y; il est donc mesuré par $E_x^2 + E_y^2$, et l'on voit facilement que cette somme ne change pas si, pour une même vibration elliptique, on prend un autre système d'axes.

Entre les deux composantes rectilignes existe, avons-nous dit, une différence de phase; celle-ci change si l'on change l'orientation du système d'axes; elle est égale à un quart de période si *ox* et *oy* sont les axes de l'ellipse.

Divers moyens (et en particulier l'interposition d'une lame cristalline) permettent d'introduire une différence de phase connue entre les deux vibrations e_x e_y; cette différence de phase s'ajoute algébriquement à celle qui pouvait déjà exister. Cela permet de passer d'une vibration rectiligne à une vibration elliptique de forme quelconque, et inversement. C'est là

la différence capitale entre *lumière polarisée* d'une manière quelconque et *lumière naturelle.*

La lumière naturelle (c'est-à-dire non polarisée) reste identique à elle-même quelles que soient les différences de phase que l'on cherche à introduire entre les deux composantes pourvu que l'on respecte les intensités de ces composantes. On ne peut modifier son caractère de symétrie que par suppression au moins partielle de l'une des composantes; les questions de phase entre ces composantes sont absolument sans signification. D'un faisceau de lumière naturelle on peut toujours *extraire* deux faisceaux séparés de vibrations rectilignes à angle droit qui, par leur superposition, redonneraient la lumière naturelle.

Au contraire, on peut agir sur la lumière polarisée en agissant soit sur l'intensité, soit sur la différence de phase; toute vibration elliptique peut être ramenée à une vibration rectiligne sans aucune altération d'intensité. Ces modifications ne transforment jamais le faisceau polarisé en lumière naturelle.

6. Lumière naturelle (non polarisée). — Un rayon de lumière naturelle présente une symétrie complète par rapport à lui-même, mais cette symétrie apparente, *inaltérable par l'introduction des différences de phase,* ne peut être expliquée par aucune forme permanente de vibration. On est amené à admettre que, dans le plan de l'onde, la vibration est complètement irrégulière si on la prend pendant un temps suffisant pour qu'elle produise un effet sensible. Par exemple, on peut la considérer comme elliptique pendant un certain nombre de périodes, mais avec de continuelles variations d'orientation et de forme. La vibration peut être décomposée en deux vibrations rectilignes rectangulaires de même intensité moyenne, mais *indépendantes* au point de vue des phases, c'est-à-dire sans aucune différence de phase déterminée. L'introduction de différences de phase nouvelles entre ces deux composantes ne change absolument rien. On ne peut agir sur la lumière naturelle qu'en agissant sur les intensités des composantes, mais non sur leurs phases.

7. Lumière partiellement polarisée. — Un faisceau peut être la superposition d'un faisceau de *lumière naturelle* et d'un *faisceau polarisé* (rectiligne ou elliptique). On dit alors qu'il est *partiellement polarisé.* On se rend compte facilement des propriétés de ce faisceau en se rappelant que, dans chaque cas, l'intensité du faisceau complexe est la somme de l'intensité correspondant aux deux faisceaux, l'un naturel, l'autre polarisé. Une différence de phase introduite entre deux composantes ne changera absolument rien à la partie non polarisée, et agira comme on l'a expliqué sur la partie polarisée.

Si l'on désigne par I l'intensité de la lumière naturelle contenue dans le faisceau et I′ celle de la lumière polarisée, la *proportion de lumière polarisée* contenue dans ce faisceau sera le rapport

$$p = \frac{I'}{I + I'}.$$

8. Polariseurs. — Ce sont des appareils qui divisent tout faisceau en leux faisceaux polarisés avec des plans de polarisation rectangulaires. De la lumière naturelle tombant sur l'appareil donnera deux faisceaux polarisés de même intensité. Si ces deux faisceaux se mélangent de nouveau ls redonneront la lumière naturelle incidente; l'appareil polariseur doit mpêcher cette recombinaison. Ou bien il *éteint* l'un des faisceau, ou bien l *sépare* les deux faisceaux.

On va supposer, dans ce qui suit, qu'un seul faisceau subsiste.

Chacun de ces appareils possède deux plans de symétrie rectangulaires our le rayon qui l'a traversé : l'un est le *plan de polarisation* P de ce rayon, 'autre le plan E qui contient la vibration électrique.

9. Analyseurs. — Prenons un quelconque des appareils polariseurs et nterposons-le sur un faisceau de lumière; une partie du faisceau traversera appareil, et nous appelerons *facteur de transmission* le rapport entre l'intensité transmise et l'intensité incidente. Ce facteur dépend de la nature u faisceau incident et peut varier lorsque l'on fait tourner l'appareil utour du rayon incident. L'appareil peut ainsi servir à déceler l'état de olarisation du faisceau incident; ainsi employé, il prend le nom d'*analyseur*.

Examinons les divers cas qui peuvent se présenter.

1° *Le faisceau incident est polarisé rectilignement.* — Le facteur de transmission dépend de l'orientation relative du plan P de l'appareil et du plan e polarisation P′ du faisceau incident. Le facteur est nul quand ces deux lans sont rectangulaires; il est maximum quand ils sont parallèles. Soit lors φ sa valeur.

Lorsque les deux plans font entre eux un angle quelconque α, on peut écomposer la vibration incidente en deux vibrations rectangulaires, l'une arallèle à P, l'autre perpendiculqire; la première est arrêtée, la seconde ansmise avec le facteur φ. Finalement le facteur de transmission est

$$\tau = \varphi \cos^2 \alpha, \qquad (1)$$

oi de Malus).

En faisant tourner l'analyseur, on fait varier α, et l'intensité du faisau émergent varie entre zéro et φ; dans un tour complet, on trouve deux xtinctions et deux maxima. L'analyseur décèle ainsi l'état de polarisa-

tion du faisceau incident (sa polarisation est complète si l'extinction est totale) et permet de trouver son plan de polarisation.

Ces phénomènes peuvent être mis en évidence en mettant à la suite l'un de l'autre deux quelconques des appareils polariseurs qui seront décrits plus loin et faisant tomber sur l'ensemble le faisceau naturel provenant d'une lampe. En faisant tourner l'un ou l'autre des deux appareils autour du rayon qui tombe sur lui on constate, dans le faisceau sortant de l'ensemble, les variations prévues par la loi de Malus. Le premier appareil s'appelle le polariseur, le second l'analyseur; ils sont théoriquement interchangeables.

Nous retrouverons cet ensemble comme moyen de *gradation* de la lumière.

Le facteur φ peut être appelé facteur de clarté de l'appareil considéré.

2° *La lumière incidente sur l'analyseur est naturelle.* — Elle se décompose en deux faisceaux polarisés à angle droit, d'intensité égale; l'un est arrêté, l'autre transmis avec le facteur φ; le facteur de transmission pour la lumière naturelle est donc

$$\varphi' = \frac{\varphi}{2}.$$

Il ne change pas quand on fait tourner l'appareil.

3° *La lumière incidente est partiellement polarisée rectilignement.* — Soit p la proportion de lumière polarisée, c'est-à-dire que le faisceau est un mélange d'une intensité p de lumière polarisée et $1 - p$ de lumière naturelle.

En désignant par α l'angle du plan de polarisation (partielle) de cette lumière avec le plan de polarisation de l'appareil, un raisonnement presque évident conduit à la valeur du facteur de transmission :

$$\tau = \varphi \left[\frac{1 - p}{2} + p \cos^2 \alpha\right]. \qquad (2)$$

Par rotation de l'appareil, le facteur de transmission varie entre $\varphi \dfrac{1 - p}{2}$ et $\varphi \dfrac{1 + p}{2}$; le rapport entre le maximum et le minimum est

$$\frac{1 + p}{1 - p}.$$

4° *La lumière incidente est polarisée elliptiquement.* — Soit (fig. 16) une vibration elliptique, dont les demi-axes seront représentés par a et b; faisons-la tomber sur un polariseur (jouant le rôle d'analyseur) dont le plan de polarisation P fait un angle α avec le petit axe de l'ellipse.

La vibration elliptique peut être décomposée en deux vibrations rectangulaires, l'une suivant P, l'autre suivant la droite rectangulaire Q; soient

p et q leurs demi-amplitudes. On les calcule en inscrivant l'ellipse dans un rectangle parallèle à P et Q; les demi-côtés de ce rectangle donnent respectivement p et q. Un calcul élémentaire donne

$$p^2 = a^2 \sin^2 \alpha + b^2 \cos^2 \alpha,$$
$$q^2 = b^2 \sin^2 \alpha + a^2 \cos^2 \alpha.$$

De ces deux composantes, l'analyseur éteint la composante p et laisse passer la composante q en multipliant son intensité par le facteur φ; la différence de phase entre ces deux composantes ne joue aucun rôle, puisqu'une seule des composantes subsiste.

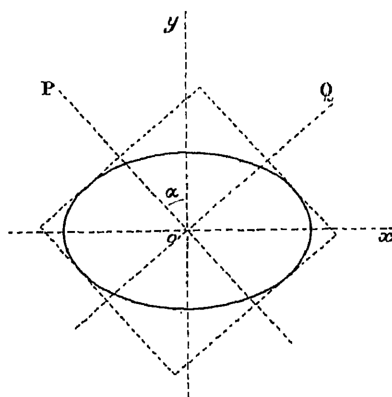


Fig. 16.

L'intensité du faisceau émergent sera donc

$$\varphi q^2 = \varphi (b^2 \sin^2 \alpha + a^2 \cos^2 \alpha).$$

D'autre part, l'intensité incidente est

$$a^2 + b^2.$$

Le facteur de transmission est donc

$$\tau = \varphi \frac{b^2 \sin^2 \alpha + a^2 \cos^2 \alpha}{a^2 + b^2},$$

qui peut s'écrire

$$\tau = \varphi \left(\frac{b^2}{a^2 + b^2} + \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \cos^2 \alpha \right). \qquad (3)$$

La loi de variation en fonction de α est la même que dans le cas de lumière partiellement polarisée [formule (2)];

Mais la lumière elliptique peut être ramenée à de la lumière rectiligne par l'introduction d'une différence de marche convenable, et cela la distingue de la lumière partiellement polarisée.

La formule serait encore de même forme pour de la lumière formée d'un mélange de lumière elliptique et de lumière naturelle.

10. Appareils partiellement polariseurs. — Certains appareils ne communiquent au faisceau qui les traverse qu'une polarisation partielle; au lieu de supprimer une des composantes ils l'affaiblissent seulement. Au lieu d'un seul facteur de transmission φ, on en aura deux, φ_1 et φ_2, inégaux, correspondant aux deux vibrations rectangulaires. Il sera facile de trouver, dans ce cas, les formules servant à résoudre les problèmes analogues aux précédents lorsque l'analyseur est un *polariseur partiel*. Par exemple, si la lumière incidente est polarisée rectilignement, la formule qui donne le facteur de transmission est

$$\tau = \varphi_1^2 \cos^2 \alpha + \varphi_2^2 \sin^2 \alpha.$$

Pour de la lumière naturelle, le facteur est

$$\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}.$$

11. Classification des appareils polariseurs. — Les phénomènes qui décomposent un faisceau naturel en deux faisceaux polarisés à angle droit (totalement ou partiellement) se réduisent à deux :

1° Réflexion et réfraction sous incidence oblique;

2° Double réfraction.

Dans le premier cas, les deux faisceaux sont forcément, nettement séparés; aucune précaution n'est nécessaire pour qu'ils ne se mélangent pas. En utilisant ces phénomènes on aura les appareils polariseurs par réflexion et les appareils par réfraction.

Dans le second cas, les deux faisceaux polarisés à angle droit peuvent se mélanger et redonner la lumière naturelle incidente. Il faut donc un dispositif qui assure la séparation nette des deux faisceaux, ou la suppression de l'un d'eux. Cela conduit à plusieurs catégories d'appareils :

a) Appareils analogues au « Nicol », dans lesquels un des faisceaux est rejeté de côté par réflexion totale et finalement absorbé;

b) Appareils utilisant les propriétés dichroïques de certains cristaux (tourmaline) : une des vibrations est absorbée par son passage à travers le cristal, tandis que l'autre est transmise;

c) Appareils à double image : les deux faisceaux subsistent, mais suffisamment séparés pour qu'on puisse les utiliser séparément.

12. Qualités et défauts des polariseurs. — Étant donné un appareil polariseur (que nous supposerons d'abord à simple image), il n'est généralement pas apte à être utilisé dans toutes les applications. Pour juger des possibilités d'emploi dans les divers cas, on est amené à examiner les propriétés suivantes :

1° *Largeur du faisceau* auquel l'appareil peut livrer passage. — Dans certains appareils, comme le polariseur par simple réflexion, il n'y a aucune difficulté à obtenir un faisceau aussi large qu'on le désire. Dans d'autres cas, comme dans les polariseurs à tourmaline ou dans ceux qui utilisent la biréfringence du spath d'Islande, la rareté de la matière et les difficultés de construction rendent impossible la construction d'un appareil donnant un faisceau dont la section dépasse une certaine limite.

2° *Étendue angulaire du champ polarisé.* — Lorsqu'un polariseur reçoit des rayons de diverses directions, il arrive généralement que la polarisation du faisceau émergent n'est produite que pour les rayons dont la direction est contenue dans un certain cône, que l'on peut appeler champ de polarisation complète. Dans certains cas, en dehors de ce champ on a de la lumière naturelle ou absence complète de transmission ; c'est ce qui se produit dans les appareils analogues au prisme de Nicol. Dans d'autres cas, la polarisation est complète (ou presque complète) pour une certaine direction de rayons; à mesure que l'on s'écarte de cette direction la lumière polarisée se mélange d'une proportion de plus en plus grande de lumière naturelle.

3° *Facteur de transmission de l'appareil.* — Le polariseur qui reçoit de la lumière naturelle éteint (ou presque) l'une des composantes en lesquelles on peut décomposer la vibration incidente et laisse passer l'autre; mais, dans la plupart des cas, il est bien loin de la laisser passer entièrement. La *clarté* de l'appareil sera caractérisée par le facteur de transmission pour de la lumière incidente polarisée dans le plan de polarisation de l'appareil. C'est le facteur désigné plus haut par la lettre φ (Voir § 9). Pour de la lumière incidente naturelle, le facteur de transmission sera $\frac{\varphi}{2}$ (au maximum 50 %).

4° *Perfection plus ou moins grande avec laquelle la polarisation est produite.* — La polarisation du faisceau transmis par un polariseur n'est souvent que partielle. Le Nicol est un exemple d'appareil qui donne une polarisation presque rigoureusement totale; la pile de glace est un exemple d'appareil qui ne donne qu'une polarisation partielle. Un tel appareil est caractérisé par deux facteurs de transmission φ_1 et φ_2, correspondant à des rayons incidents polarisés dans deux plans rectangulaires (Voir § 10).

Un appareil parfait est caractérisé par $\varphi_2 = 0$; il est d'autant plus imparfait que le rapport $\frac{\varphi_2}{\varphi_1}$ est plus grand. Un faisceau de lumière naturelle tombant sur l'appareil est transformé en un faisceau qui peut être considéré comme un mélange de lumière polarisée et de lumière naturelle. La proportion de lumière naturelle dans le faisceau total est

$$\varpi = \frac{2\varphi_2}{\varphi_1 + \varphi_2}.$$

Ce rapport peut être appelé « facteur d'impureté » du faisceau partiellement polarisé donné par l'appareil.

Pour certaines applications, il est nécessaire d'employer un appareil aussi parfait que possible sous ce rapport, tandis que dans d'autres cas une certaine impureté n'est pas gênante.

5° *Variations du facteur de transmission dans l'étendue du spectre.* — Dans bien des cas, le facteur φ (facteur de clarté) est plus ou moins sélectif; il y a non seulement affaiblissement du faisceau mais encore modification de sa composition. C'est ainsi que la tourmaline exerce, sur le faisceau polarisé qu'elle transmet partiellement, un affaiblissement sélectif qui en change la couleur. Beaucoup de polariseurs sont opaques pour les radiations ultra-violettes au-dessous d'une certaine longueur d'onde. C'est le cas pour le Nicol et pour tous les polariseurs contenant une lame de baume de Canada, et aussi pour tous ceux qui contiennent un organe en verre traversé par la lumière (pile de glace, biréfringents contenant un prisme de verre, etc.).

6° *Déviation ou déplacement parallèle imprimé au faisceau qui traverse l'appareil.* — Ces changements sont particulièrement gênants lorsque l'on doit faire tourner l'appareil autour du rayon incident, ce qui est souvent nécessaire pour étudier les propriétés de ce faisceau; le rayon émergent décrit alors un cône, ou un cylindre, ou même un hyperboloïde, ce qui complique beaucoup l'observation du faisceau transmis.

7° Enfin, *dans un appareil à double image* il faut, en outre, s'occuper de la *distance de ces deux images* polarisées à angle droit. Le plus souvent, la séparation est *angulaire*, c'est-à-dire qu'un rayon incident donne deux rayons de directions différentes; c'est alors un angle qui caractérise la séparation (prismes biréfringents). Dans quelques cas la séparation est simplement par translation; un rayon incident donne deux rayons de même direction mais non confondus (rhomboèdre de spath); la séparation est alors caractérisée par la distance de déboîtement des deux rayons. Souvent la séparation est accompagnée de dispersion, c'est-à-dire que la séparation

(angulaire ou linéaire) est fonction de la longueur d'onde; les images sont irisées.

L'appareil biréfringent a deux facteurs de transmisions, φ_1 et φ_2, correspondant aux deux directions principales de plan de polarisation du rayon incident et par suite aux deux images. Ces facteurs sont généralement presque égaux, mais ils peuvent être un peu différents. Dans ce cas, si la lumière incidente est naturelle, et si les deux faisceaux transmis viennent à se superposer, ils ne donnent plus de la lumière naturelle, mais bien de la lumière légèrement polarisée.

13. Polariseurs par réflexion. — Toute réflexion oblique sur une surface non métallique (réflexion vitreuse) polarise partiellement la lumière (Voir chapitre VI, § 6). D'après les formules de Fresnel, la polarisation est complète lorsque l'angle d'incidence est donné par l'équation

$$\operatorname{tg} i_1 = n$$

en appelant n l'indice de réfraction de la substance sur laquelle la réflexion se produit. L'incidence ainsi définie est l'incidence de polarisation complète. Voici les valeurs de cet angle pour quelques valeurs usuelles de l'indice:

n	i_1 ($\operatorname{tg} i_1 = n$)	$\rho_1 = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2$
1,333 (eau).	53° 8′	0,0783
1,53 (verre ordinaire).	56° 50′	0,161
1,62 (flint).	58° 19′	0,201
1,66 (flint très dense).	58° 56′	0,218

Pour chaque incidence le miroir aura deux facteurs de réflexion, l'un ρ_1 correspondant aux rayons polarisés dans le plan d'incidence, l'autre ρ_2 polarisé dans le plan perpendiculaire. Pour l'incidence de polarisation totale ce dernier, d'après les formules de Fersnel, est nul, tandis que le premier a pour valeur

$$\rho_1 = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2.$$

La table ci-dessus donne aussi les valeurs de ce facteur.

Les formules de Fresnel ne sont, pour les surfaces vitreuses telles qu'on peut les employer dans la pratique, qu'une approximation, d'ailleurs assez voisine de la vérité pour pouvoir servir de guide dans une première étude. En réalité, la réflexion d'un faisceau de lumière naturelle sous l'incidence i_1 ne donne pas une polarisation totale. Le facteur de réflexion ρ_2 correspondant aux rayons polarisés dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence n'est pas nul mais seulement très faible. Le tableau suivant donne les valeurs de ce facteur pour quelques substances, d'après les expériences de

Jamin [22]. La même table donne les valeurs du facteur d'impureté pour un faisceau de lumière naturelle après réflexion sous l'incidence I. Ces nombres sont seulement donnés pour fixer les ordres de grandeur; ils dépendent de l'état de la surface, et par suite sont susceptibles de changer d'un échantillon à un autre selon le traitement que cette surface a subi et selon le temps écoulé depuis ce traitement.

SUBSTANCE	INDICE	RAPPORT DES FACTEURS de réflexion $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ sous l'incidence de polarisation maximum	FACTEUR D'IMPURETÉ pour de la lumière naturelle après réflexion sous l'incidence de polarisation maximum
Flint très dense	1,714	$2,8 \times 10^{-4}$	$5,6 \times 10^{-4}$
Flint	1,613	$1,3 \times 10^{-4}$	$2,6 \times 10^{-4}$
Quartz	1,55	$1,1 \times 10^{-4}$	$2,2 \times 10^{-4}$
Verre	1,527	$4,0 \times 10^{-4}$	$8,0 \times 10^{-4}$
Verre	1,487	$0,45 \times 10^{-4}$	$0,9 \times 10^{-4}$

Si l'on s'écarte de l'incidence i_1 le facteur d'impureté de la lumière polarisée par réflexion va en augmentant. La figure 17 donne les valeurs de ce facteur en fonction de l'angle d'incidence, au voisinage de l'angle de pola-

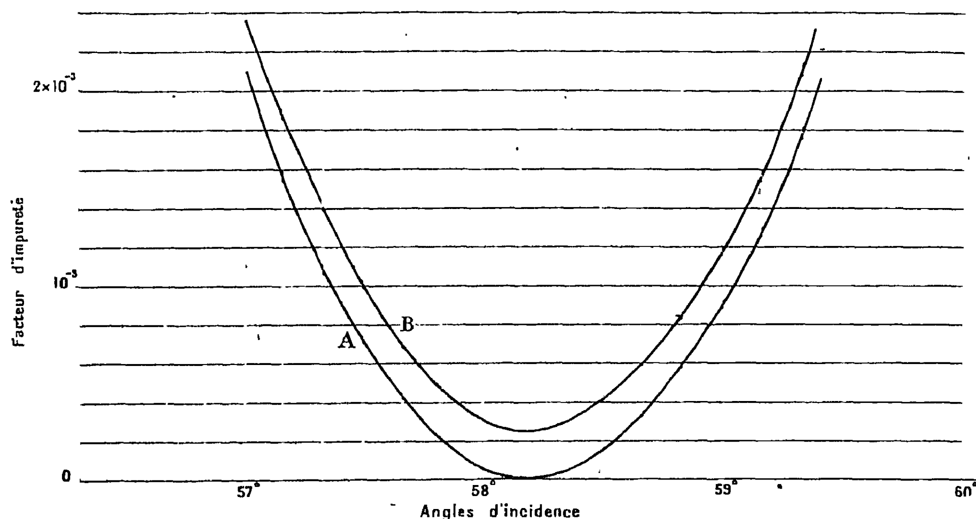


Fig. 17.

risation maximum i_1, pour un flint d'indice 1,613. La courbe A correspond aux valeurs calculées par les formules de Fresnel; la courbe B est obtenue au moyen d'une formule vérifiée par les mesures directes de Jamin, en utilisant les valeurs numériques données au tableau précédent. Si l'on accepte un facteur d'impureté de 0,001 le champ polarisé, d'après la courbe B

s'étend sur un angle de 1° 30'; cet angle atteint 2° si l'on accepte un facteur d'impureté de 0,002. Selon les cas, une telle impureté peut être négligeable ou, au contraire, très gênante.

Le polariseur par réflexion présente en outre les deux défauts suivants : 1° le changement de direction imprimé au faisceau; 2° et surtout la faible valeur du facteur de réflexion. La réflexion sur une surface de verre, sous l'angle de polarisation maximum, réduit l'intensité d'un faisceau de lumière naturelle à 0,08 de sa valeur. On peut d'ailleurs remédier partiellement à ces deux défauts (Voir plus loin).

Par contre, le polariseur par réflexion présente l'avantage de pouvoir être réalisé à peu de frais, même pour de très larges faisceaux.

Le plus simple des polariseurs par réflexion est un miroir de verre employé dans des conditions telles que la réflexion se produise seulement sur la première face. On peut, pour cela, faire ce miroir en verre absorbant (verre noir) sous une épaisseur telle que le faisceau qui serait réfléchi à la face postérieure soit absorbé dans son double trajet à travers le verre. Les propriétés absorbantes de ce verre ne modifient sensiblement pas les phénomènes de réflexion sur la première face (Voir chapitre VI, § 9).

Avec une lame de verre transparent, on a deux faisceaux réfléchis, qui ont même direction si la lame est à faces parallèles. Sous l'incidence de polarisation totale, ces deux faisceaux sont polarisés, si toutefois le verre ne présente aucune trace de biréfringence (ce qui est d'autant plus facile à obtenir que le verre est plus mince). La lame de verre a l'avantage de donner un faisceau plus intense que celui qui est réfléchi sur du verre noir. Le facteur φ correspondant à de la lumière incidente polarisée dans le plan d'incidence (facteur de clarté) a pour valeur

$$\varphi = \frac{2\rho_1}{1 + \rho_1},$$

en désignant par ρ_1 le facteur de réflexion du même faisceau sur une face. Cette formule tient compte des réflexions multiples, mais non de l'absorption par le verre (d'ailleurs négligeable pour une lame peu épaisse). Pour du verre ordinaire, $\rho_1 = 0{,}161$, et par suite $\varphi = 0{,}28$.

Une pile de glaces, formée d'une série de lames superposées, donne par réflexion, toujours sous la même incidence, de la lumière polarisée, sous réserve des mêmes imperfections (double réfraction du verre; impureté de la lumière réfléchie par une surface). Si p est le nombre des lames, le facteur de réflexion de la pile, pour un faisceau incident polarisé dans le plan d'incidence (facteur de clarté), est :

$$\varphi = \frac{2p\rho_1}{1 + (2p - 1)\rho_1}.$$

Pour du verre ordinaire ($\rho_1 = 0{,}161$) on trouve les valeurs suivantes :

NOMBRE DE LAMES p	FACTEUR DE CLARTÉ φ
1	0,28
2	0,43
5	0,66
10	0,80

On arrive rapidement à une valeur élevée du coefficient de clarté, probablement plus grande que celle d'un bon Nicol.

Malheureusement, la polarisation n'est jamais parfaite, pour les raisons indiquées plus haut, qui vont en s'aggravant avec le nombre des lames. De plus, si les surfaces ne sont pas maintenues parfaitement propres, de la lumière diffusée, très incomplètement polarisée, se mêle au faisceau régulièrement réfléchi.

La déviation angulaire du faisceau, parfois très gênante, peut être supprimée par une réflexion sur un miroir parallèle au miroir de verre qui sert à polariser la lumière. Cette réflexion supplémentaire peut être faite sur un miroir métallique, ou sur un prisme à réflexion totale d'angle convenable; il faut seulement que la réflexion vitreuse soit faite *après* l'autre réflexion si l'appareil fonctionne comme polariseur et *avant* s'il fonctionne comme analyseur. La figure 18 se rapporte au cas où la réflexion supplémentaire est faite sur un prisme; les flèches indiquant la marche de la

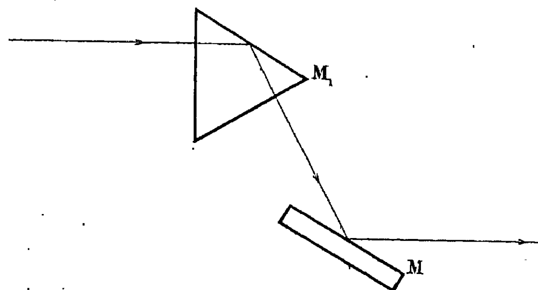


Fig. 18.

lumière correspondent au cas où l'appareil sert de polariseur. Le miroir polarisant M pourrait d'ailleurs être remplacé par une pile de glaces. Grâce à l'emploi de la réflexion totale, le facteur de clarté est presque le même que dans l'appareil à simple réflexion.

Avec ce dispositif le rayon conserve un déplacement latéral par rapport au rayon incident. Pour le supprimer et obtenir un faisceau émergent qui soit le prolongement du faisceau incident, il faut un nombre total de

réflexions au moins égal à trois. La figure 19 donne le schéma de l'appareil imaginé par Schulz [18]. L'appareil étant supposé servir de polariseur, le rayon subit en I_1 une réflexion totale, en I_2 une réflexion sur une surface argentée, en I_3 la réflexion vitreuse qui le polarise. La surface vitreuse

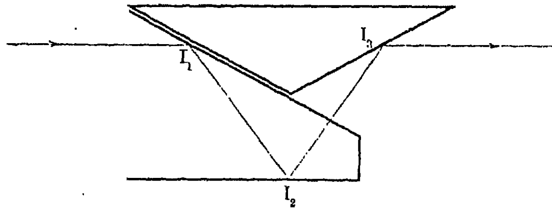


Fig. 19.

pourrait évidemment être remplacée par une pile de glaces appliquée contre elle.

14. Polariseurs par réfraction. — Toute réfraction oblique donne lieu à une polarisation partielle, avec plan de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence. Toutefois, après une seule réfraction, la proportion de lumière polarisée est toujours très faible.

Elle augmente si le faisceau subit plusieurs réfractions.

Après passage à travers une lame à faces parallèles, le facteur de transmission pour un faisceau incident polarisé dans un des deux plans de symétrie a pour valeur

$$T = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}$$

en désignant par ρ le facteur de réflexion sur une des faces de la lame pour l'état de polarisation qui correspond au faisceau incident.

Dans les mêmes conditions, un faisceau incident de lumière naturelle sera transformé en un faisceau de lumière partiellement polarisée; la proportion de lumière polarisée sera

$$\frac{\rho_1 - \rho_2}{1 - \rho_1 \rho_2}$$

en désignant par ρ_1 et ρ_2 les facteurs de réflexion sur une des faces pour de la lumière polarisée dans le plan d'incidence et dans le plan perpendiculaire. Le tableau suivant donne quelques valeurs de la proportion de

lumière polarisée après passage à travers une lame d'indice 1,55; les facteurs ρ_1 et ρ_2 ont été calculés au moyen des formules de Fresnel.

INCIDENCE	PROPORTION de lumière polarisée
0	0
30°	0,033
45°	0,093
60°	0,19
70°	0,28
80°	0,37
85°	0,40

Une lame de verre à faces parallèles dont on fait varier l'inclinaison sur le faisceau incident peut être employée pour donner à la lumière un degré de polarisation variable, et connu autant que l'on peut appliquer les formules de Fresnel. Cela peut être utile dans certaines questions de photométrie et de polarimétrie.

Une pile de glaces pourra donner par transmission une polarisation beaucoup plus complètes. Si le nombre des lames est égal à p, les formules que l'on vient de donner deviennent :

Facteur de transmission

$$T = \frac{1 - \rho}{1 + (2p - 1)\rho}.$$

Proportion de lumière polarisée dans le faisceau transmis, lorsque le faisceau incident est « naturel » :

$$\frac{p(\rho_1 - \rho_2)}{1 + (p - 1)(\rho_1 + \rho_2) - (2p - 1)\rho_1\rho_2}.$$

La polarisation n'est jamais complète. Pour un nombre donné de lames, il y a une incidence pour laquelle la proportion de lumière polarisée est maximum; lorsque le nombre de lames devient élevé, ce maximum a lieu pour l'incidence de polarisation complète par réflexion. Par exemple, pour 10 lames, et pour cette incidence, on a $\rho_1 = 0{,}16$ et $\rho_2 = 0$. La proportion de lumière polarisée par transmission est alors 0,66 et le facteur de clarté (valeur de T pour le rayon incident polarisé perpendiculairement au plan d'incidence) est égal à 1. La pile de glace par réfraction est un instrument peu coûteux, de grande clarté, mais donnant toujours une polarisation médiocre.

15. Polariseurs par double réfraction. — Dans un cristal biréfringent non doué de pouvoir rotatoire, à chaque direction d'onde plane correspon-

dent deux vitesses de propagation différentes, et les deux ondes qui se propagent sans altération sont polarisées rectilignement dans des plans rectangulaires.

Lorsqu'un rayon de lumière naturelle tombe sur un tel cristal, il se dédouble, et les deux rayons sont polarisés. Si, à la sortie, on les laisse se superposer, ils redonnent de la lumière naturelle, du moins s'ils ont été également affaiblis par les réfractions et les absorptions qu'ils ont pu subir.

Pour obtenir une polarisation complète, il faut éliminer un des deux rayons qui se propagent dans le cristal. On y arrive généralement en interposant dans le cristal une lame mince à faces parallèles d'une substance non biréfringente, que les rayons rencontrent obliquement, et qui est choisie de telle manière que l'un d'eux puisse la traverser tandis que l'autre subisse la réflexion totale. Ce dernier est ainsi rejeté latéralement, et finalement absorbé par les faces latérales noircies, tandis que l'autre traverse l'appareil.

Les polariseurs de cette espèce sont donc constitués par un cristal, limité par une face d'entrée et une face de sortie parallèles entre elles; une coupure oblique a été pratiquée dans la masse du cristal, et les deux parties sont rapprochées de manière à laisser entre elles une lame d'air ou d'une substance transparente convenablement choisie.

Comme cristal, on emploie à peu près uniquement la *calcite* ou *spath d'Islande*, à cause de sa forte biréfringence. C'est un « cristal à un axe » dont les deux indices pour la raie D sont :

Indice ordinaire. . . . 1,6584.
Indice extraordinaire . 1,4864.

La lame interposée pour réfléchir un des rayons peut être soit une lame d'air, soit une lame de baume de Canada (indice 1,53 environ), soit exceptionnellement quelque autre résine ou huile résinifiée d'indice plus faible (mais cependant au moins égal à 1,486).

Le champ complètement polarisé est généralement limité d'un côté par une région où les deux rayons sont arrêtés par réflexion totale (région sombre), et de l'autre côté par une plage où les deux rayons passent (plage claire, non polarisée). L'étendue du champ polarisé est très différente selon le type d'instrument; il est généralement beaucoup plus petit dans les appareils à lame d'air que dans ceux à lame de baume ou d'autres résines.

D'autre part, les appareils à lame d'air, seuls, peuvent être employés pour l'ultra-violet au-dessous de 3 300 environ; le baume de Canada est complètement opaque pour ces radiations.

Il a été décrit un très grand nombre de types différents d'appareils.

Ils diffèrent entre eux par la nature de la lame mince interposée, par l'orientation des faces d'entrée et de sortie, par l'orientation de l'axe du cristal. Il ne peut être question de les décrire tous ici; d'ailleurs, un certain nombre d'entre eux sont à peu près tombés dans l'oubli. On se bornera ici à une classification avec l'indication des propriétés et de brèves indications sur les types les plus employés.

Les faces d'entrée et de sortie peuvent être obliques par rapport au faisceau. Ce sont alors généralement des faces naturelles de clivage du cristal, ce qui rend le travail plus facile et évite des déchets de matière. Les faces latérales sont aussi des plans de clivage, et le faisceau incident est à peu près parallèle à leur intersection.

Lorsque la lame de réflexion totale est une lame de baume de Canada, on obtient ainsi le *prisme de Nicol*, dont la figure 20 donne une coupe et une perspective. Avec une lame d'air, on obtient le *prisme de Foucault*.

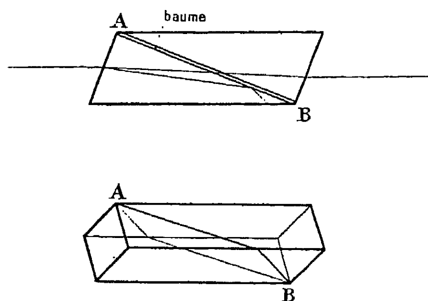


Fig. 20.

Le champ polarisé est d'une trentaine de degrés avec le Nicol et de 7 à 9° seulement avec le Foucault; par contre, celui-ci est beaucoup plus court (parce que l'incidence sur la lame d'air n'a pas besoin d'être aussi oblique), et par suite est obtenu avec beaucoup moins de matière (fig. 21).

Les appareils à faces obliques produisent un déplacement latéral du faisceau, qui est souvent gênant, en particulier dans les expériences de photométrie; le rayon émergent décrit un cylindre lorsque l'on fait tourner l'appareil autour du rayon incident. De plus, dans ces appareils, le plan de polarisation n'a pas exactement la même direction pour tous les rayons de directions différentes qui l'ont traversé. Si l'on regarde à travers deux appareils dont les plans de polarisation sont placés à angle droit, il n'y a pas extinction dans tout le champ.

La tendance actuelle est d'employer autant que possible les appareils *à faces normales*, dans lesquels la direction moyenne du faisceau est normale aux faces d'entrée et de sortie. Il n'y a, alors, aucun déplacement latéral

du faisceau. Le plus souvent, les faces d'entrée et de sortie sont parallèles à l'axe cristallographique, de telle manière que, dans le cristal, les deux ondes se propagent dans la direction où leur inégalité de vitesse est la plus

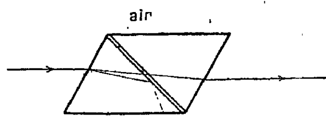


Fig. 21.

grande. La lame mince peut être, comme dans le cas précédent, soit une lame d'air, soit une lame de baume.

La figure 22 donne la coupe du polariseur de Glazebrook [19]; l'axe du cristal est perpendiculaire au plan de la figure, et la lame est une lame de baume. Cet appareil est probablement le plus parfait des polariseurs. Il ne donne aucun déplacement du faisceau; lorsque les faces d'entrée et de sortie sont bien parallèles entre elles, la rotation de l'appareil ne change

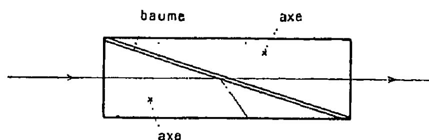


Fig. 22.

en rien la position des rayons émergents. De plus, l'étendue angulaire du champ polarisé (variable avec l'orientation de la lame mince de baume) est très grande. Enfin, l'orientation du plan de polarisation est constante dans une grande étendue. Le Glazebrook, plus coûteux que le Nicol, est le meilleur appareil à lame de baume. Il ne peut pas être employé dans l'ultra-violet.

Le polariseur de Glan [20] (fig. 23) est de construction analogue, mais avec une lame d'air. L'appareil est beaucoup plus court que le Glazebrook,

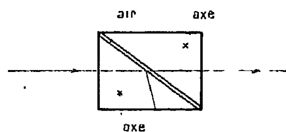


Fig. 23.

mais son champ polarisé est beaucoup plus petit (7° 1/2). Il peut servir dans l'ultra-violet, mais il faut tenir compte du fait que les champs polarisés correspondant aux diverses radiations ne se confondent pas tout à fait.

16. Polariseurs utilisant le dichroïsme (tourmaline). — Certains cristaux biréfringents, après avoir dédoublé l'onde incidente, propagent les deux ondes, polarisées à angle droit, en leur faisant subir des absorptions inégales. Après un certain trajet, la plus absorbée sera pratiquement éteinte, tandis que l'autre aura encore une certaine intensité. Si le cristal est limité à cette épaisseur par une face de sortie parallèle à la face d'entrée, le faisceau émergent sera polarisé.

Un cristal naturel, la tourmaline, possède cette propriété. Une lame de tourmaline à faces parallèles, d'épaisseur convenable, polarise la lumière, sans produire aucune déviation ni aucun déplacement latéral du faisceau. Malheureusement, on ne peut construire de cette manière que des appareils à faisceau peu étendu.

Des essais intéressants ont été faits pour produire des cristaux artificiels ayant des propriétés analogues à celles de la tourmaline **[21]**.

17. Polariseurs biréfringents. — Ces appareils dédoublent un faisceau de lumière naturelle en deux faisceaux, polarisés à angle droit, et distincts soit par leur direction, soit par le déplacement latéral des rayons. Ils peuvent être utiles en photométrie; en faisant tomber l'ensemble sur un polariseur, on obtient deux faisceaux dont on peut faire varier à volonté, suivant une loi connue, le rapport d'intensités.

Une simple lame de spath d'Islande, à faces parallèles (fig. 24), d'épaisseur assez grande, sépare un rayon en deux, et donne deux images d'un point situé à distance finie. On se sert ordinairement, sous le nom de *rhomboèdre de spath*, d'une lame de clivage; si e est l'épaisseur de la lame, et si la direc-

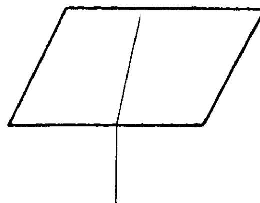


Fig. 24.

tion moyenne du faisceau est normale à la lame, les deux images d'un point sont séparées par une distance égale à $0{,}109 \times e$. La séparation n'est pas très grande. Le rhomboèdre de spath est cependant, quand on peut l'employer, le plus simple et le meilleur des polariseurs biréfringents. Lorsque la lumière incidente est naturelle, les deux faisceaux polarisés à angle

droit ne sont pas rigoureusement de même intensité, parce que les facteurs de réflexion ne sont pas les mêmes pour les deux rayons, mais la différence est très faible.

Lorsque l'on veut avoir une séparation angulaire des deux faisceaux, il est nécessaire que la substance biréfringente ait une forme prismatique. Un simple prisme peut remplir ce rôle; mais les deux faisceaux sont fortement déviés, et de plus dispersés. Les appareils biréfringents sont disposés de telle manière que la dispersion soit annulée ou réduite, et que la déviation soit nulle pour l'un des faisceaux ou pour la direction moyenne des deux faisceaux. Deux genres d'appareils sont employés selon la grandeur de la séparation angulaire que l'on veut obtenir.

1° Pour les faibles séparations, on emploie généralement des appareils en quartz, cristal à un axe dont la biréfringence est beaucoup plus faible que celle du spath. Les indices pour la raie D sont :

Indice ordinaire. . . .	1,5442.
Indice extraordinaire .	1,5533.

On obtient la séparation sans déviation générale en accolant deux prismes de même angle, tournés en sens inverse, taillés de manières différentes par rapport à l'axe cristallographique.

La figure 25 donne la coupe du « prisme de Rochon ». Il est formé de deux prismes de même angle, accolés de manière à former un parallélépipède; le faisceau incident tombe normalement sur la face AB. Dans le pre-

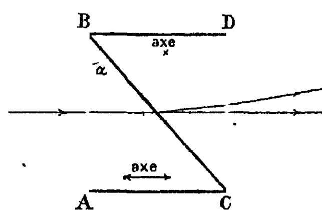


Fig. 25.

mier de ces prismes l'axe cristallographique est dirigé suivant la direction des rayons; dans le second, il est perpendiculaire au plan de la figure. L'un des rayons traverse l'ensemble sans déviation; l'autre est légèrement dévié. L'angle θ, exprimé en radians, que font entre eux les deux rayons émergents, est donné par l'équation

$$\theta = (n_1 - n_2) \text{ tg } \alpha$$

en désignant par n_1 et n_2 les deux indices du quartz et par α l'angle de

chacun des prismes. En traduisant les angles en minutes sexagésimales, on a

$$\theta = 31' \times \text{tg } \alpha.$$

Si l'on veut avoir, pour les deux rayons émergents, des plans de polarisation définis d'une manière simple, il importe que la lumière traverse l'appareil dans le sens indiqué par la flèche et non en sens inverse. Cela tient au pouvoir rotatoire du quartz, qui fait tourner le plan de polarisation de la lumière qui se propage suivant son axe, et d'une manière fortement variable avec la longueur d'onde. Ce phénomène n'a aucune action dans le cas de la figure, parce que la propagation suivant l'axe a lieu pour de la lumière naturelle. Les plans de polarisation des deux rayons émergents sont alors le plan de la figure et le plan perpendiculaire.

Le prisme de Wollaston (fig. 26) est de construction analogue, mais les orientations des axes sont différentes. Dans le premier prisme, l'axe cristallographique est parallèle à la face d'entrée et au plan de la figure; dans le second, il est normal au plan de la figure. La séparation angulaire des deux rayons émergents est donnée par

$$\theta = 2\ (n_1 - n_2)\ \text{tg } \beta$$

en désignant par β l'angle du prisme. Pour la même valeur de l'angle du prisme, le Wollaston donne une séparation double de celle du Rochon; elle s'exprime en minutes sexagésimales par

$$\theta = 62' \text{ tg } \beta.$$

Si les quatre faces du parallélépipède sont polies, l'appareil peut servir indistinctement de « Rochon » ou de « Wollaston » selon la direction de propagation de la lumière. L'appareil représenté figure 25 deviendra un Wollaston si la lumière se propage de haut en bas. Les angles α et β correspondant aux deux appareils seront complémentaires. En les faisant égaux à 45°, on aura, à volonté, deux séparations, l'une de 31', l'autre de 62'.

Dans tous les cas, les deux prismes doivent être réunis par une substance transparente, pour éviter la réflexion totale sur la couche de séparation. On emploie le baume ou, si l'on veut utiliser l'appareil pour l'ultra-violet, la glycérine.

Ces appareils sont excellents pour des séparations ne dépassant pas beaucoup 1 degré.

2° Pour des séparations plus grandes, on est obligé de recourir au spath.

Les mêmes dispositifs peuvent être employés, en remplaçant le quartz par du spath. Avec le dispositif de Rochon (fig. 25), construit en spath, la séparation des deux faisceaux sera donnée par la formule

$$\theta = (1{,}6585 - 1{,}4865) \operatorname{tg} \alpha = 591' \operatorname{tg} \alpha \quad \text{(raie D)}$$

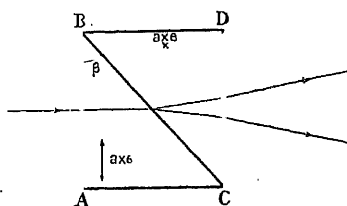


Fig. 26.

Ces appareils, exigeant deux morceaux de spath différemment orientés dans le cristal, sont coûteux. On emploie plus souvent des prismes biréfringents formés d'un prisme de spath accolé à un prisme de verre tourné en sens inverse (fig. 27). En choisissant convenablement l'angle et la nature

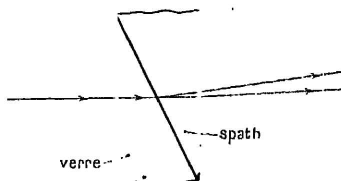


Fig. 27.

du verre, on peut annuler la déviation pour l'un des rayons, ou l'annuler pour la bissectrice des deux rayons émergents, ou annuler la dispersion de l'un d'eux, etc.

CHAPITRE VI

PROPRIÉTÉS PHOTOMÉTRIQUES DES CORPS

1. Classification des phénomènes. — Le vide est le seul milieu dans lequel les radiations se propagent suivant des rayons rectilignes sans aucune perte d'énergie. Dès que de la matière est présente les phénomènes se compliquent de :

1° *Absorption*, ou transformation de l'énergie rayonnante en chaleur;

2° *Diffusion*, ou émission dans toutes les directions par chaque élément de volume placé sur le trajet du faisceau incident, de radiations de même espèce que celles qui constituent ce faisceau.

Exceptionnellement, il peut y avoir *fluorescence*, ou émission de radiations d'une autre espèce que les radiations excitatrices.

Les phénomènes se compliquent encore lorsque le faisceau tombe sur une surface de discontinuité, telle que la surface libre d'un corps solide. Il peut y avoir alors :

1° Pénétration dans le second milieu, selon les lois régulières de la réfraction;

2° Réflexion régulière, selon les lois géométriques de la réflexion;

3° Lumière renvoyée dans le premier milieu dans toutes les directions (réflexion diffuse);

4° Transmission diffuse, ou lumière envoyée dans toutes les directions dans le second milieu.

Ces différents phénomènes jouent un rôle capital dans toutes les utilisations de la lumière. Il est, en somme, assez rare que notre rétine reçoive un flux lumineux quelconque venant directement d'une véritable source primaire de lumière. En plein jour, la seule source primaire existante est le soleil, et nous ne le regardons pas directement; dans l'éclairage artificiel on s'efforce aussi de ne placer aucune lampe dans notre champ de vision. Tous les flux lumineux que nous recevons, et qui nous font voir les objets, nous parviennent par l'un des mécanismes qui viennent d'être énumérés. Si l'on appelle *source primaire* de radiations un corps qui en émet directement, on peut appeler *source secondaire* tout corps qui renvoie une partie du rayonnement qu'il reçoit.

Dans les appareils photométriques, ces *sources secondaires* jouent aussi

un rôle très important; beaucoup de photomètres contiennent un *écran diffusant* dont on observe la brillance.

On laissera de côté, dans ce qui va suivre, les phénomènes de fluorescence; il n'y aura alors aucune altération des radiations simples existant dans le rayonnement incident, c'est-à-dire que chaque radiation monochromatique donnera lieu à un rayonnement de même espèce.

2. Facteurs de modification du flux incident. — Supposons un flux incident monochromatique. Il donne lieu, quelle que soit la complication des objets qu'il rencontre, à un certain nombre de flux : réfléchi, transmis, diffusé, absorbé. *Tous ces flux sont exactement proportionnels au flux incident.*

C'est là une des lois les plus générales de l'optique : en lumière monochromatique, la valeur du flux incident figure *en facteur* dans toutes les expressions des flux qui dérivent de ce même faisceau par un mécanisme quelconque. Pour chacun des phénomènes considérés on pourra définir un facteur de modification, rapport du flux considéré au flux incident. C'est ainsi que l'on aura un facteur de transmission, un facteur de réflexion régulière, un facteur de réflexion diffuse, etc.

En résumé si F_0 est le flux incident et F le flux résultant d'une certaine modification, $\varphi = \frac{F}{F_0}$ est le facteur de modification dans le phénomène considéré. Ce facteur est toujours inférieur ou au plus égal à 1.

Si l'on compte *toutes* les modifications que subit le flux F_0 (y compris l'*absorption* correspondant à une *transformation en chaleur*), la somme des facteurs correspondants est égale à l'unité, en vertu du principe de la conservation de l'énergie.

Ces facteurs sont, en général, fonctions de la longueur d'onde (phénomènes sélectifs). On peut représenter la variation de chacun d'eux par une *courbe spectrale*, en prenant en abscisses les longueurs d'onde et en ordonnées les valeurs du facteur étudié.

Pour un rayonnement complexe, on peut définir encore un facteur global; rapport du flux total modifié au flux total incident, et cela peut être fait soit pour des *flux d'énergie*, soit pour des *flux visuels ;* mais ces facteurs ne seront valables que pour des rayonnements incidents de même composition, c'est-à-dire dont les courbes spectrales d'énergie sont identiques à un facteur constant près.

La modification sélective agissant sur un rayonnement complexe produit, en général, un changement de teinte; la mesure directe du facteur visuel de modification est un problème de photométrie hétérochrome. Ce facteur peut être calculé si l'on connaît les données suivantes :

1° Courbe spectrale d'énergie du rayonnement incident;

2° Courbe spectrale du facteur de modification produit par le phénomène considéré;

3° Courbe de visibilité relative des radiations.

On a déjà donné (chapitre IV, § 7) la méthode à suivre pour cela. La formule qui donne le facteur visuel de modification est :

$$\beta = \frac{\int_0^\infty \varphi V_\lambda y \, d\lambda}{\int_0^\infty V_\lambda y \, d\lambda},$$

dans laquelle φ est le facteur de modification, y l'ordonnée de la courbe d'énergie, et V_λ le facteur de visibilité relative, quantités qui sont fonctions de λ.

3. Transmission régulière par des lames à faces parallèles. — Soit une lame à faces parallèles et un faisceau incident *monochromatique* formé de rayons parallèles et normaux aux faces de la lame (fig. 28). On aura à la sortie un faisceau *régulièrement transmis* (indépendamment de la lumière

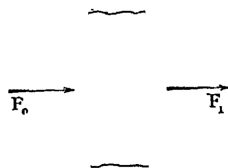


Fig. 28.

qui pourrait être diffusée) formé de rayons ayant la même direction. On définira le *facteur de transmission régulière :*

$$\tau = \frac{F}{F_0},$$

F_0 étant le flux incident et F le flux régulièrement émergent.

Si l'on interpose sur le même faisceau plusieurs lames ayant des facteurs de transmission régulière τ_1 τ_2 τ_3,.., l'ensemble aura un facteur de transmission :

$$\tau = \tau_1 \tau_2 \tau_3. \qquad (1)$$

Le facteur de transmission de l'ensemble est égal au produit des facteurs de transmission des diverses lames.

Cette loi se simplifie si l'on caractérise chaque lame par le logarithme

de son facteur de transmission. Sous le nom de *densité optique* ou simplement *densité* (1) d'une lame on désigne la quantité

$$D = \log_{10} \tau = \log_{10} \frac{\text{flux incident}}{\text{flux transmis}}. \tag{2}$$

C'est une quantité positive, d'autant plus grande que la lame est plus absorbante. Le tableau suivant donne quelques valeurs correspondantes de la densité et du facteur de transmission.

FACTEUR DE TRANSMISSION	DENSITÉ
1 ou 100 %	0
0,316 ou 31,6 %	0,5
0,1 ou 10 %	1
0,0316 ou 3,16 %	1,5
0,01 ou 1 %	2
0,003 ou 0,31 %	2,5
0,001 ou 0,1 %	3

De cette définition et de l'égalité (1) résulte immédiatement la loi suivante :

Si l'on superpose des lames ayant en lumière monochromatique des densités d_1 d_2 d_3, l'ensemble aura, pour la même lumière, une densité

$$D = d_1 + d_2 + d_3. \tag{3}$$

Les densités s'ajoutent.

Si le phénomène est *non sélectif*, la densité est indépendante de la longueur d'onde, et la loi d'addition s'applique à tout rayonnement, simple ou complexe; si la transmission est sélective, la loi d'addition s'applique rigoureusement à chaque radiation simple mais ne s'applique pas du tout à l'ensemble d'un rayonnement complexe. Voici quelques exemples de cas où l'application de la loi d'addition conduirait à des résultats évidemment erronés :

Soit une lame presque transparente pour une certaine région du spectre et presque complètement absorbante pour toutes les autres radiations; pour un faisceau de lumière blanche elle aura une densité qui pourra être assez forte, si la région transmise du spectre est étroite. Si à cette lame nous en superposons une seconde identique, la densité sera très loin d'être doublée; elle sera à peine augmentée car la seconde lame laisse passer presque complètement les radiations qui ont traversé la première.

(1) Cette dénomination a été introduite par Hurter et Driffield à propos de leurs études sur les plaques photographiques. A ce sujet, voir [18].

Si même la courbe spectrale de transmission était celle de la figure 29, formée d'un palier A B pour lequel $\tau = 1$, avec absorption complète ($\tau = 0$) en dehors de A B, la superposition d'un nombre quelconque de lames identiques aura la même densité qu'une seule lame.

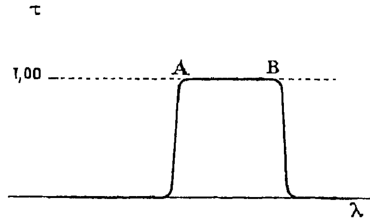


Fig. 29.

D'une manière générale, on peut démontrer le théorème suivant :

Si l'on superpose plusieurs lames identiques, la densité de l'ensemble est *au plus égale* à la somme des densités des lames prises séparément. Le même théorème reste vrai si les diverses lames, sans être identiques, ont des courbes spectrales de densité dont les ordonnées ne diffèrent que par un facteur constant, ce qui est le cas si elles sont faites de la même substance avec des épaisseurs quelconques.

Si les lames successives ont des propriétés sélectives différentes on peut obtenir des valeurs absolument quelconques de la densité résultant de leur superposition. Il peut arriver, par exemple, que l'une des lames arrête toutes les radiations que l'autre laisse passer; leur superposition donnera un ensemble complètement opaque (densité infinie).

Les considérations précédentes sur la *densité optique* peuvent être appliquées à d'autres cas. Étant donné un phénomène donnant lieu à un facteur de modification φ, il peut être commode d'introduire la quantité

$$D = -\log \varphi = \log \frac{\text{flux incident}}{\text{flux modifié}}.$$

L'expression, un peu bizarre, de *densité* pouvant donner lieu à des confusions, on peut donner à cette quantité, dans le cas général, le nom de *pouvoir d'affaiblissement* (1).

(1) Il faut appeler l'attention sur les dénominations adoptées pour les diverses quantités numériques.

Un *facteur* est un simple rapport numérique (quantité de dimensions zéro) qui entre comme produit dans les formules (facteur de transmission, facteur de luminosité, etc.).

Un *coefficient* intervient aussi dans un produit, mais n'est pas de dimensions zéro; sa valeur numérique dépend des unités choisies.

Un *pouvoir* est une quantité qui s'introduit comme terme d'une somme. C'est bien le cas pour la quantité que l'on vient de définir, puisque les pouvoirs d'affaiblissement de plusieurs appareils successifs s'ajoutent.

Si un flux monochromatique subit plusieurs modifications successives dans des conditions telles que tout le flux qui a subi une modification subisse la suivante, et que chacun des phénomènes considérés ne modifie pas l'état de polarisation du faisceau, les pouvoirs d'affaiblissement s'ajoutent.

4. Absorption proprement dite. — La véritable absorption consiste en destruction progressive du rayonnement qui traverse un milieu et transformation de l'énergie ainsi disparue en une quantité équivalente de chaleur. On éliminera d'abord le cas d'un *milieu trouble*, c'est-à-dire que l'on supposera l'absence complète de radiations diffusées; tout ce qui n'est pas régulièrement transmis est absorbé, et anéanti comme rayonnement.

On examinera d'abord le cas d'un rayonnement monochromatique, sous forme d'un faisceau parallèle (ou d'onde plane). Le milieu absorbant est supposé limité par une face plane A (fig. 30) sur laquelle les rayons tombent normalement.

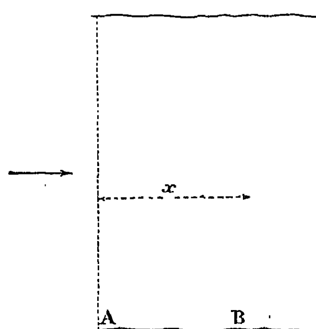


Fig. 30.

Sur cette face se produit d'abord un phénomène de réflexion que l'on étudiera plus loin; on prendra donc la valeur du flux *après* que les rayons ont traversé la surface; soit F_0 le flux (1) mesuré dans le plan qui suit immédiatement la surface A. Dans un plan B, situé à une distance x de A, le flux sera réduit à une valeur F inférieure à F_0. Le rapport

$$\tau = \frac{F}{F_0}$$

est le *facteur de transmission* de l'épaisseur x de la substance.

(1) Ce flux est égal à $F_1 (1 - \rho)$ en appelant F_1 le flux *incident* et ρ le facteur de réflexion de la surface A (Voir § 5).

Le flux $F - F_0$ est *absorbé* (transformé en chaleur). On peut définir le *facteur d'absorption* par

$$\alpha = \frac{F - F_0}{F_0}.$$

La quantité

$$D = - \log \tau = \log \frac{F_0}{F} \qquad (3)$$

est la densité optique ou pouvoir d'absorption de cette même épaisseur.

En appliquant la loi d'addition des densités, on voit immédiatement que la densité croît proportionnellement à l'épaisseur traversée.

On a donc

$$D = Kx, \qquad (4)$$

K étant une constante caractéristique du milieu considéré pour la radiation simple que l'on étudie. C'est la *densité optique ou pouvoir d'absorption de l'épaisseur 1 du milieu.* Cette quantité a les dimensions de l'inverse d'une longueur. On choisira le *centimètre* comme unité de longueur; K est alors la densité de 1 cm du milieu.

La loi d'affaiblissement du flux avec l'épaisseur traversée s'en déduit immédiatement. Les équations (3) et (4) donnent en effet :

$$\frac{F}{F_0} = \tau = 10^{-Kx}$$

Le flux diminue, quand l'onde se propage, suivant une loi exponentielle.

On peut écrire aussi

$$\frac{F}{F_0} = e^{-mx}$$

avec

$$m = K \log_{\text{nép}} 10 = 2,303 \text{ K},$$

ou

$$K = 0,434 \, m.$$

Enfin, on peut écrire

$$\frac{F}{F_0} = \theta^x$$

avec

$$\log_{10} \theta = - K$$

et

$$\log_{\text{nép}} \theta = - m$$

θ (quantité inférieure à l'unité) est le facteur de transmission de l'épaisseur 1 du milieu étudié.

Dans les mémoires qui traitent de l'absorption, on emploie tantôt l'un, tantôt un autre des coefficients que l'on vient de définir, en leur donnant

divers noms et souvent sans définir celui dont on se sert; parfois aussi on oublie de dire quelle est l'unité de longueur employée. Il en résulte de fâcheuses confusions. D'une manière générale, on peut dire que pour les calculs numériques, le coefficient K relatif aux logarithmes et à l'exponentielle de base 10 est le plus commode. Pour des calculs algébriques, l'emploi des logarithmes népériens et par suite du coefficient m est plus simple. Quant au coefficient θ il a l'avantage de donner directement le facteur de transmission de l'épaisseur 1.

Si la substance absorbante est sous forme de lame à faces parallèles, le faisceau émergera avec la même direction qu'à l'entrée, en subissant un nouvel affaiblissement dû à la réflexion sur la face de sortie. On peut admettre que le facteur de réflexion est le même qu'à l'entrée; si l'on désigne par ρ ce facteur, les deux réflexions donnent, sur le faisceau transmis, un facteur de modification $(1 - \rho)^2$, correspondant à un pouvoir d'affaiblissement

$$d = -2 \log (1 - \rho).$$

Pour du verre, le facteur ρ est de l'ordre de 0,045, ce qui donne

$$d = 0{,}040.$$

Une lame d'épaisseur x a pour densité totale (due à la fois aux réflexions et à l'absorption)

$$D = d + Kx.$$

Courbe spectrale d'absorption. — Dans la plupart des corps l'absorption est très fortement sélective. On la représentera par une courbe où les abscisses seront les longueurs d'onde et les ordonnées les valeurs de l'un des coefficients qui caractérisent l'absorption. L'emploi du coefficient K présente cet avantage que l'on peut calculer immédiatement la courbe de densité pour une lame d'épaisseur quelconque.

Valeurs numériques de l'absorption ; absorption métallique. — Les valeurs numériques sont extraordinairement variables d'un milieu à un autre et d'une radiation à une autre. Cependant, aucun milieu n'est rigoureusement opaque $(K = \infty)$ ni, à l'exception du vide, parfaitement transparent $(K = 0)$.

Des valeurs de l'ordre de $K = 0{,}001 \text{ cm}^{-1}$ correspondant à un milieu très transparent, il faut une épaisseur de l'ordre de 10 m pour réduire le flux au $\frac{1}{10}$ de sa valeur, et d'environ 3 m pour le réduire à $\frac{1}{2}$.

Des valeurs de l'ordre de $K = 100 \text{ cm}^{-1}$ correspondent à une très forte absorption; l'épaisseur est réduite à $\frac{1}{10}$ par une lame de 0,1 mm.

Les corps les plus absorbants sont les métaux. Pour ces corps l'absorption

est déjà presque complète sous des épaisseurs de l'ordre de la longueur d'onde, c'est-à-dire moindres que le micron. La valeur de K, pour l'argent, peut être de l'ordre de 3×10^5 cm^{-1}.

Dans certaines questions relatives aux corps très absorbants on est amené à considérer la quantité.

$$\beta = \frac{m\lambda}{2\pi} = K\lambda \times \frac{2,303}{2\pi} = K\lambda \times 0,366,$$

que l'on appelle l'*indice d'extinction*. β est un simple facteur numérique sans dimensions.

Pour la plupart des corps non métalliques, β est extrêmement petit à cause de la petitesse de λ. Par exemple, pour $\lambda = 0^\mu,5$, et $K = 100$ cm^{-1}, ce qui correspond déjà à une forte absorption, on a $\beta = 0,005$. Au contraire, pour les métaux β peut être très différent de zéro; il aura, par exemple, des valeurs voisines de 3 ou 4.

On appelle corps à *absorption métallique* ceux pour lesquels β atteint une valeur non négligeable devant l'unité. Ces corps ont des propriétés très particulières au point de vue du pouvoir réflecteur; ils possèdent la *réflexion métallique* tandis que les autres donnent la *réflexion vitreuse.*

5. Réflexion régulière. — Elle se produit lorsqu'un faisceau tombe sur la surface de séparation de deux milieux, pourvu que cette surface soit optiquement polie, c'est-à-dire ne présente que des aspérités petites par rapport à la longueur d'onde.

En réalité, si l'on considère un faisceau incident dirigé, par exemple un faisceau de rayons parallèles, la rencontre d'une surface de séparation donne lieu à deux phénomènes distincts mais superposés. Une partie du flux est réfléchi suivant les lois de la réflexion; c'est le flux régulièrement réfléchi. Une autre partie est diffusée dans toutes les directions; c'est le flux diffusé. L'un ou l'autre de ces flux est prépondérant selon l'état de la surface et la nature du milieu où pénètre la lumière; le premier est fortement prédominant si la surface est *polie* et si le second milieu n'est pas lui-même un milieu diffusant (1). C'est ce cas que l'on va étudier.

---

(1) Une surface polie séparant l'air d'un milieu diffusant peut donner lieu à une forte diffusion qui, en réalité, n'est pas produite *par la surface*, mais *par le milieu trouble* dans lequel la lumière se diffusera après y avoir pénétré par réfraction régulière. La surface d'un liquide clair (eau pure) ou d'un liquide absorbant mais non diffusant (solution concentrée d'un sel absorbant, encre, etc.) donne seulement de la lumière régulièrement réfléchie. La surface d'un liquide laiteux donne non seulement de la lumière réfléchie mais encore une forte proportion de lumière diffusée, qui est en réalité diffusée non par la surface mais par les premières couches du liquide.

La direction des rayons réfléchis est donnée par les lois connues de la réflexion. D'autre part, si F_0 est le flux incident, F le flux régulièrement réfléchi, le rapport

$$\rho = \frac{F}{F_0}$$

est le facteur de réflexion régulière.

Les lois qui régissent les valeurs de ce facteur dépendent de la nature du milieu sur lequel la lumière se réfléchit. Le premier milieu (celui où se propage la lumière avant et après la réflexion) étant supposé être l'air (ou le vide, ce qui revient pratiquement au même), il faut distinguer deux cas :

1° Le second milieu est *transparent* ou *peu absorbant*. On a la *réflexion vitreuse*.

2° Le second milieu est très fortement absorbant (c'est-à-dire que son absorption est déjà sensible sur une épaisseur égale à la longueur d'onde) ; on a la *réflexion métallique*.

6. Réflexion vitreuse. — Le second milieu est transparent ou peu absorbant, ce qui veut dire que son absorption est négligeable sous une épaisseur égale à la longueur d'onde. La théorie de Fresnel rend suffisamment compte des faits lorsque, entre les deux milieux, il n'y a aucune *couche de passage*, c'est-à-dire lorsqu'il y a discontinuité brusque à la surface de séparation.

Sous l'incidence normale, le facteur de réflexion est indépendant de l'état de polarisation du faisceau (ce qui est évident par raison de symétrie). Le facteur de réflexion a pour valeur

$$\rho = \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2$$

en désignant par n l'indice du second milieu par rapport au premier. Le tableau suivant donne quelques valeurs de ce facteur ρ pour la surface de séparation entre l'air et des milieux de différents indices, ainsi que les valeurs des quantités $- \log \rho$ (pouvoir d'affaiblissement correspondant à la réflexion) et de $- \log (1 - \rho)$ (pouvoir d'affaiblissement correspondant à la transmission à travers la surface).

n	FACTEURS de réflexion	$- \log \rho$	$- \log (1 - \rho)$
1,33 (eau)	0,020	1,70	0,009
1,53 (verre ordinaire)	0,043	1,36	0,019
1,60 (flint)	0,053	1,27	0,024
1,65 (flint dense)	0,061	1,22	0,027
2,42 (diamant)	0,17	0,77	0,081

Comme l'indice ne varie que très peu avec la longueur d'onde dans l'étendue du spectre visible (dispersion), le phénomène de réflexion est peu

sélectif. Pour du verre ordinaire (*crown*) on aura les valeurs suivantes pour les diverses parties du spectre visible :

LONGUEUR D'ONDE	INDICE	FACTEUR DE RÉFLEXION
7 681 A	1,51149	0,0415
6 563 C	1,51456	0,9419
5 893 D	1,51718	0,0422
4 861 F	1,52343	0,0430
4 340 G	1,52847	0,0437

La variation du pouvoir réflecteur dans l'intérieur du spectre visible reste assez faible.

Toutefois, les corps *transparents*, c'est-à-dire en réalité peu absorbants pour les radiations visibles, présentent tous de très fortes bandes d'absorption dans d'autres parties du spectre; pour les radiations correspondantes, on a presque la *réflexion métallique* (voir plus loin). Ce phénomène a été découvert par Rubens pour un grand nombre de corps dans l'infra-rouge. C'est ainsi que le sel gemme, parfaitement transparent pour les radiations visibles et le commencement de l'infra-rouge, présente une forte bande d'absorption pour la longueur d'onde 52 μ, en même temps qu'un facteur de réflexion atteignant la valeur 0,80.

Sous incidence oblique, il faut faire intervenir l'état de polarisation du faisceau incident. On a deux facteurs de réflexion principaux, correspondant aux deux positions principales du plan de polarisation :

1° Plan de polarisation confondu avec le plan d'incidence;

2° Plan de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence.

Dans chacun de ces cas le rayon réfléchi reste polarisé de la même manière par rapport au plan de réflexion. Les deux facteurs de réflexion ont pour valeurs :

$$\rho_1 = \left[\frac{\sin (i - r)}{\sin (i + r)}\right]^2 \tag{6}$$

$$\rho_2 = \left[\frac{\text{tg } (i - r)}{\text{tg } (i + r)}\right]^2 \tag{7}$$

en désignant par i l'angle d'incidence et r l'angle de réfraction; en appelant n l'indice du second milieu par rapport au premier, ces deux angles sont liés par la relation

$$\sin i = n \sin r. \tag{8}$$

Pour une valeur donnée de l'angle d'incidence i, l'équation (8) fait connaître l'angle r, et, par suite, les équations (6) et (7) donnent ρ_1 et ρ_2.

Un rayon incident polarisé dans un plan quelconque se décomposera en deux rayons polarisés dans les deux directions principales; on appliquera

chacun d'eux le facteur qui lui convient, et l'on aura les intensités des :ux rayons réfléchis, polarisés eux aussi dans les deux directions princiıles. Comme *la réflexion vitreuse n'introduit entre eux aucune différence phase*, ces deux rayons se composent en un rayon polarisé, dont il sera cile de déterminer l'intensité et la direction de polarisation.

Enfin, un faisceau incident de lumière naturelle se décompose en deux .isceaux polarisés d'intensités égales *mais indépendants* (Voir Chapitre IV, 6). Le faisceau réfléchi sera partiellement polarisé, avec plan de polariıtion dans le plan d'incidence. Le facteur de réflexion de la lumière natu:lle sera

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$$

t dans le faisceau réfléchi, la proportion de lumière polarisée sera

$$\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}.$$

Le tableau suivant est relatif à du verre ordinaire d'indice 1,53. Pour ıaque valeur de l'angle d'incidence il donne : les valeurs des facteurs de :flexion ρ_1 et ρ_2 correspondant à la lumière polarisée dans les deux direcons principales, du facteur de réflexion ρ de la lumière naturelle, enfin ı proportion de lumière polarisée dans le faisceau réfléchi lorsque la lumière ıcidente est naturelle.

Ces résultats sont représentés par les courbes (fig. 31).

A partir de l'incidence normale, le facteur ρ_1 croît régulièrement, et 'abord lentement, tandis que ρ_2 commence par décroître lentement. Juant au facteur ρ correspondant à la lumière incidente naturelle, il croît à artir de l'incidence normale, mais avec une extrême lenteur. On peut se :ndre compte de ces variations à partir de l'incidence normale en développant en série les valeurs des trois facteurs suivant les puissances croissantes e sin i ; en désignant par ρ_0 la valeur commune qui correspond à l'incidence ormale, $\rho_0 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, et en bornant le développement aux deux preniers termes, on trouve les expressions suivantes :

$$\rho_1 = \rho_0 \left(1 + \frac{2}{n} \sin^2 i\right),$$

$$\rho_2 = \rho_0 \left(1 - \frac{2}{n} \sin^2 i\right),$$

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{1}{2n^3} (4n - n^2 - 1) \sin^4 i\right].$$

Le facteur qui correspond à la lumière naturelle ne contient sin i qu'à la quatrième puissance, ce qui correspond à une variation extrêmement

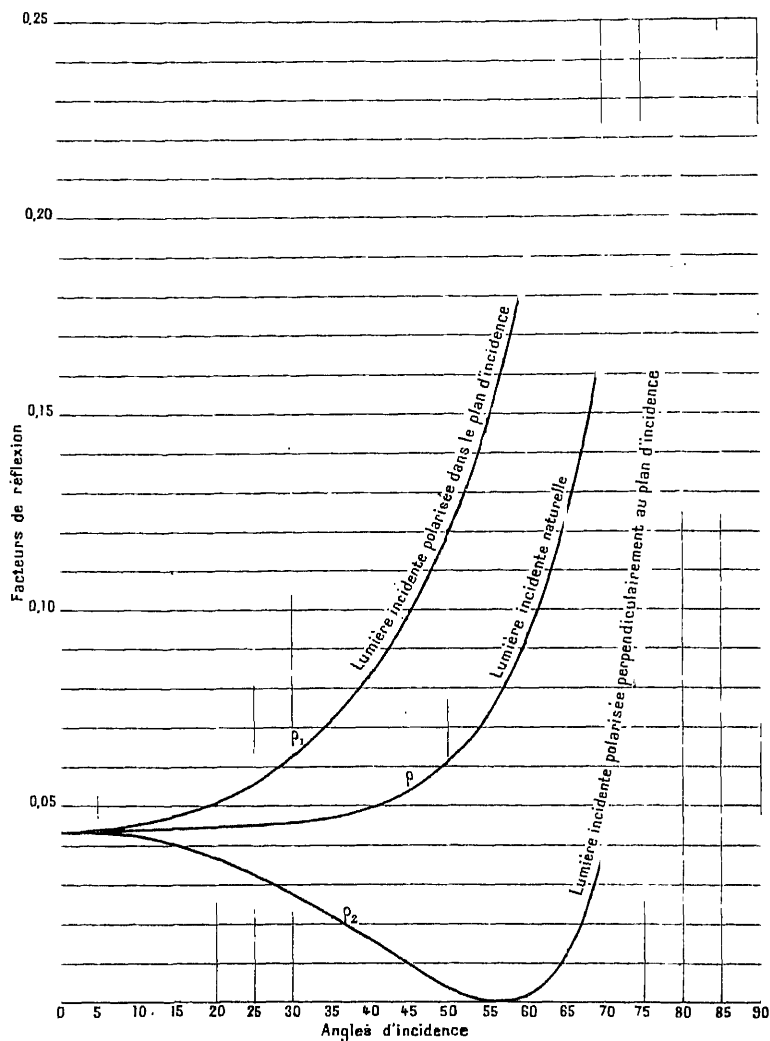


Fig. 31.

lente pour les petites valeurs de l'angle d'incidence. Pour $n = 1{,}53$ les valeurs numériques deviennent :

$$\rho_0 = 0{,}04388,$$
$$\rho_1 = \rho_0\,(1 + 1{,}31 \sin^2 i),$$
$$\rho_2 = \rho_0\,(1 - 1{,}31 \sin^2 i),$$
$$\rho = \rho_0\,(1 + 0{,}388 \sin^4 i).$$

Réflexion vitreuse. Indice 1,53

Angle d'incidence i	Angle de réfraction r	Facteur de réflexion — Lumière incidente polarisée — dans le plan d'incidence ρ_1	Facteur de réflexion — Lumière incidente polarisée — dans le plan perpendiculaire ρ_2	Facteur de réflexion — Lumière naturelle ρ	Proportion de lumière polarisée
0	0	0,0439	0,0439	0,0439	0,000
5°	3° 16′	0,0443	0,0434	0,0439	0,001
10°	6° 31′	0,0457	0,0421	0,0439	0,040
15°	9° 44′	0,0481	0,0400	0,0441	0,092
20°	12° 55′	0,0515	0,0368	0,0442	0,166
25°	16° 2′	0,0564	0,0329	0,0446	0,263
30°	19° 4′	0,0630	0,0281	0,0455	0,384
35°	22° 1′	0,0717	0,0224	0,0470	0,524
40°	24° 51′	0,0833	0,0161	0,0497	0,675
45°	27° 32′	0,0990	0,0098	0,0544	0,820
50°	30° 3′	0,1200	0,0041	0,0620	0,935
55°	32° 22′	0,1484	0,0004	0,0744	0,996
56° 50′	33° 10′	0,1611	0,0000	0,0806	1,000
60°	34° 28′	0,1870	0,0014	0,0942	0,985
65°	36° 19′	0,2396	0,0120	0,1258	0,905
70°	37° 53′	0,3120	0,0410	0,1765	0,768
75°	39° 9′	0,4119	0,1050	0,2585	0,594
80°	40° 4′	0,5501	0,2348	0,3925	0,402
85°	40° 37′	0,7420	0,4938	0,6179	0,201
90°	40° 49′	1,0000	1,0000	1,0000	0,000

Si un faisceau subit des réflexions successives on ne peut appliquer sans précaution la loi ordinaire relative aux modifications successives d'un faisceau. Chaque réflexion modifie l'état de polarisation du faisceau, ce qui influe sur le facteur de la réflexion suivante. Soit, par exemple, un faisceau de lumière naturelle qui tombe sur une surface de verre ($n = 1,53$) sous un angle de 45°. Le facteur de réflexion est (tableau I) $\rho = 0,0544$. Supposons que le faisceau subisse une seconde réflexion sous le même angle, sur une surface identique à la première. Si le pouvoir réflecteur était le même, l'intensité, après cette seconde réflexion, serait égale à l'intensité incidente multipliée par $\rho^2 = 0,00296$. Il en est tout autrement, parce que le faisceau est partiellement polarisé après la première réflexion. On obtiendra le résultat correct en examinant successivement les deux composantes principales; le pouvoir réflecteur de la seconde surface dépendra dans une large mesure de l'orientation du plan d'incidence sur le second miroir par rapport au plan d'incidence sur le premier. Le tableau suivant donne les résultats dans deux cas simples.

	Facteur de réflexion sur la seconde surface	Facteur de réduction correspondant à l'ensemble des deux réflexions
Les deux plans d'incidence parallèles.	0,091	0,00495
Les deux plans d'incidence perpendiculaires entre eux.	0,018	0,00098

Vérification des formules de Fresnel. Couche de passage. — Il existe peu de vérifications expérimentales des formules de Fresnel, particulièrement en ce qui concerne les valeurs des facteurs de réflexion. Du petit nombre de celles qui ont été faites on peut conclure que, probablement, ces formules s'appliquent assez bien lorsque se trouve vérifiée l'hypothèse mise à la base de la théorie : la discontinuité complète, sans aucune *couche de passage*, entre les deux milieux transparents en présence. Par exemple, une surface liquide parfaitement propre donne presque exactement les lois prévues par la théorie **[24 ; 25]** ; il en est de même pour la surface de clivage récemment faite sur un corps cristallisé **[26]**.

Mais toutes les fois qu'une couche de passage existe à la surface de séparation, les formules de Fresnel sont en défaut, et parfois d'une manière non négligeable. Une surface liquide qui n'est pas débarrassée de toute trace d'impuretés par des procédés très délicats n'obéit pas exactement aux formules de Fresnel ; en particulier, elle ne donne jamais, par réflexion, de la lumière complètement polarisée.

La réflexion sur une surface de verre, sous incidence voisine de la normale, a été étudiée par Lord Rayleigh **[27]**. Le facteur de réflexion est variable avec l'état de la surface. Lorsque le verre est récemment poli, ou lorsqu'il a été traité de manière à renouveler la surface, la mesure directe donne un facteur en assez bon accord avec la formule ; mais sur des surfaces anciennes, le facteur mesuré est sensiblement inférieur à la valeur calculée. Dans un cas, la mesure directe a donné la valeur 0,0346, alors que le calcul donnait 0,0477, soit un écart de près de 30 %.

Il est très difficile de faire une théorie complète en tenant compte de la couche de passage ; mais on conçoit que l'interposition d'une couche mince d'indice différent modifie le pouvoir réflecteur, et puisse le diminuer si son indice est intermédiaire entre celui des deux milieux qu'elle sépare. C'est probablement ce qui a lieu pour le verre poli depuis longtemps, une couche aqueuse pouvant se former à la surface du verre. Quelques essais ont été faits pour diminuer les pertes par réflexion dans les instruments d'optique par une altération systématique des surfaces des lentilles **[28]**.

Il résulte de ce qui précède que, dans les opérations photométriques, on ne peut considérer comme connu *a priori*, ni même comme constant, le pouvoir réflecteur d'une surface de verre.

Une surface de quartz paraît donner des résultats plus constants. Sur une lame taillée perpendiculairement à l'axe optique, et sous incidence normale, Koenisgberger **[29]** trouve un facteur de réflexion qui concorde avec le facteur calculé avec un écart moindre que 0,5 % de ce facteur. Il serait important de savoir si ce facteur conserve une valeur fixe avec le temps ; si, comme on peut l'espérer, cette constance existe, une lame de

quartz pourrait servir d'étalon de pouvoir réflecteur, susceptible d'être employé dans un certain nombre de mesures.

7. Réflexion totale. — Les formules de Fresnel s'appliquent, avec les réserves qui viennent d'être faites, au cas d'un rayon qui, se propageant dans une masse de verre, se présente à la surface de séparation entre le verre et l'air. Un rayon se propageant dans l'air suit la marche S I R (fig. 32) avec des angles d'incidence i et r ; il se produit un rayon réfléchi I F

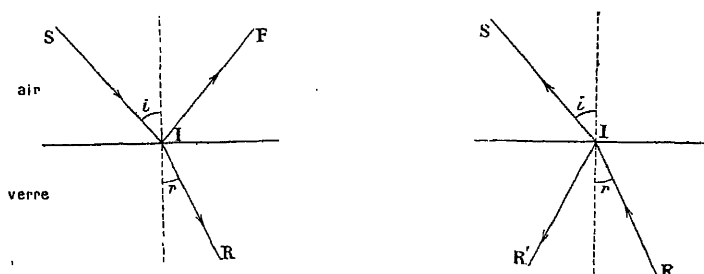


Fig. 32.

avec un facteur de réflexion ρ. Si l'on prend un rayon se propageant en sens inverse, avec les mêmes valeurs des angles, on a un rayon réfléchi dans le verre, avec la même valeur du facteur de réflexion. Comme exemple, dans une lame à faces parallèles (fig. 33) où un rayon suit la marche S I I'S', on a deux rayons réfléchis, l'un en I, l'autre en I', avec le même facteur

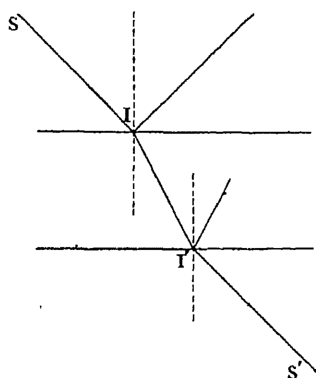


Fig. 33.

de réflexion, si le rayon incident est polarisé dans l'un des deux azimuts principaux. Si la lumière est polarisée dans un azimut quelconque, ou si elle est naturelle, les deux facteurs de réflexion sous incidence oblique sont légèrement différents, parce que la première réfraction modifie légèrement l'état de polarisation du faisceau.

Le facteur de réflexion tend vers 1 lorsque l'un des angles i ou r tend vers 90°. Cela se produit de deux manières.

Soit, pour fixer les idées, la surface de séparation entre l'air et du verre d'indice n.

1° Si un rayon se propage d'abord dans l'air et se réfléchit sur la surface de séparation, le pouvoir réflecteur tend vers 1 lorsque l'angle d'incidence tend vers 90° (incidence rasante). L'angle de réfraction (dans le verre) est alors l'*angle limite* donné par

$$\sin \theta = \frac{1}{n}.$$

Pour de la lumière incidente non polarisée, la courbe du pouvoir réflecteur en fonction de l'angle d'incidence est celle de la figure 31.

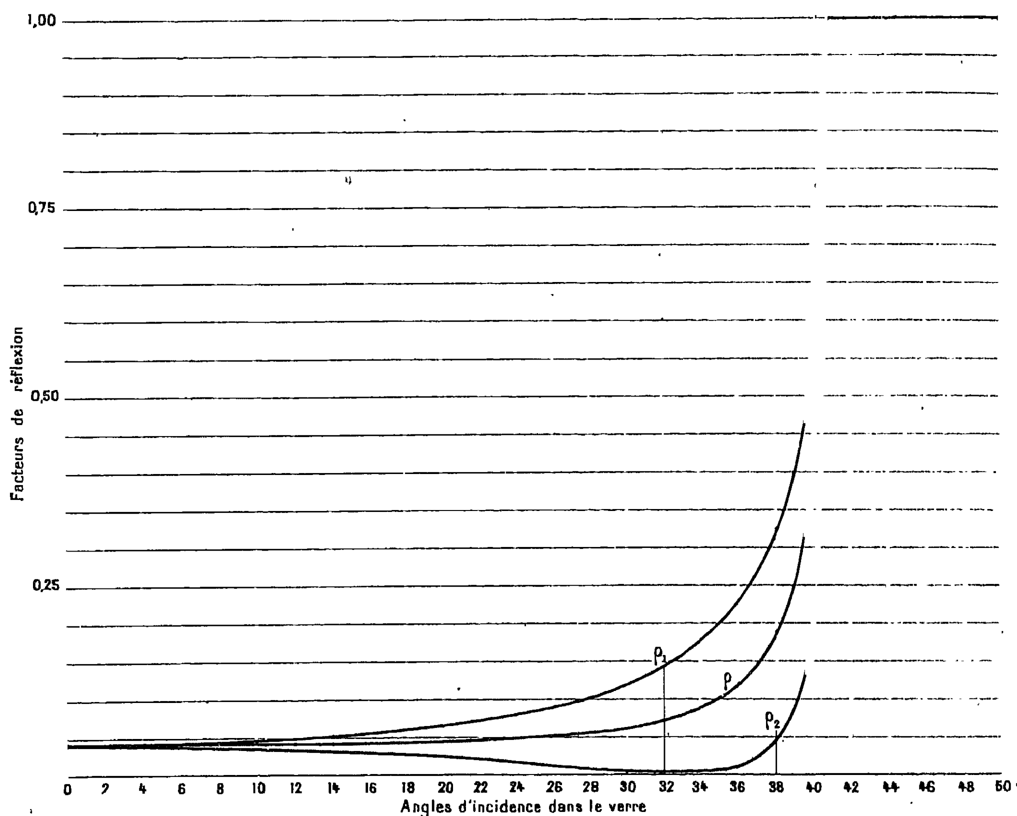


Fig. 34.

2° Si le rayon incident se propage *dans le verre*, c'est l'angle de réfraction (dans l'air) qui atteint 90° lorsque l'angle d'incidence atteint l'angle

limite. La courbe du pouvoir réflecteur pour la lumière incidente naturelle en fonction de l'angle d'incidence dans le verre est celle de la figure 34 (pour $n = 1{,}53$, ce qui donne comme angle limite $\theta = 40° 49'$).

Pour les incidences plus obliques que l'angle limite, il n'y a plus aucun rayon réfracté; toute l'énergie incidente passe dans le rayon réfléchi, le pouvoir réflecteur a la valeur 1 (réflexion totale); la courbe (fig. 34) se complète par un palier pour les angles d'incidence supérieurs à l'angle limite.

La question se pose de savoir si le pouvoir réflecteur est, dans ces conditions, rigoureusement égal à 1. Il ne peut en être autrement si aucune trace de rayonnement ne pénètre dans le milieu *air*. C'est ce qui a lieu si la surface de séparation est parfaitement polie et parfaitement propre. Si cette surface possède des stries, si elle a des gouttelettes adhérentes (buée, dépôt irrégulier d'un corps étranger) ou même des grains de poussière au contact du verre, il y a un peu de lumière *diffusée* dans l'air à travers la surface, et cela diminue d'autant le facteur de réflexion. La conséquence pratique est que la surface servant à produire la réflexion totale (par exemple la surface hypoténuse d'un prisme à réflexion totale) doit être maintenue très propre; si non, un peu de lumière est diffusée à l'extérieur du prisme, et le pouvoir réflecteur est diminué d'autant.

8. Facteur de transmission. — Revenons au cas où le faisceau incident donne lieu à un faisceau régulièrement réfracté. On aura alors un *facteur de transmission*, rapport du flux transmis au flux incident. S'il n'y a ni absorption ni diffusion, la surface transmet tout ce qu'elle ne réfléchit pas; si alors ρ est le facteur de réflexion et τ le facteur de transmission, on a

$$\tau = 1 - \rho.$$

Si l'incidence est normale, ce facteur est indépendant de l'état de polarisation du faisceau incident; sous incidence oblique, on aura deux facteurs différents pour des rayons polarisés dans les deux directions principales.

Sous l'incidence normale, la formule de Fresnel donne, pour un milieu d'indice n,

$$\tau = 1 - \left(\frac{n - 1}{n + 1}\right)^2 = \frac{4n}{(n + 1)^2},$$

pour $n = 1{,}53$ (verre ordinaire) cela donne $\tau = 0{,}956$; le pouvoir d'affaiblissement correspondant (densité) est

$$d = -\log \tau = 0{,}0195.$$

Une lame à faces parallèles traversée normalement par un rayon donnera lieu à deux réfractions successives, avec le même facteur de transmission. Si l'on prend seulement le faisceau directement transmis (sans faire intervenir les rayons qui ont subi plusieurs réflexions dans la lame) le facteur de transmission de la lame est $\tau = 0{,}914$ avec une densité $D = -\log \tau = 0{,}0390$.

Si l'on tient compte de la couche de passage, le facteur de transmission est un peu plus grand, et par suite le pouvoir d'affaiblissement un peu plus petit.

9. Réflexion métallique. — Rien n'est pratiquement changé aux lois de la réflexion vitreuse si le second milieu, au lieu d'être parfaitement transparent, est absorbant, pourvu que l'absorption soit négligeable sur une épaisseur égale à la longueur d'onde.

Cette condition est sensiblement satisfaite pour la plupart des liquides ou des verres colorés ou absorbants. C'est ainsi que du *verre noir* a sensiblement le même facteur de réflexion que du verre ordinaire; la seule différence est que le rayon réfracté, produit selon les lois ordinaires, est ensuite absorbé dans son trajet à travers le second milieu (1).

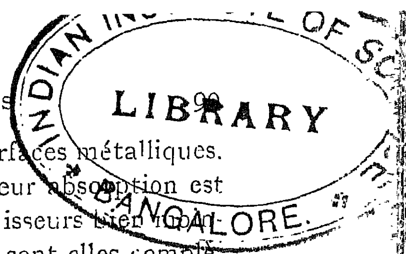
Une généralisation de la théorie de Fresnel, basée comme celle-ci sur l'hypothèse d'une discontinuité complète entre les deux milieux, conduit aux valeurs du facteur de réflexion en fonction de l'indice de réfraction n et de l'indice d'extinction β (voir § 4) du second milieu. Sous l'incidence normale on trouve

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + \beta^2}{(n+1)^2 + \beta^2}.$$

Soit, comme exemple, $n = 1{,}50$. Si le milieu est parfaitement transparent ($\beta = 0$), la formule donne $\rho = 0{,}0400$. Si le milieu est absorbant, le pouvoir réflecteur est augmenté, mais pour qu'il croisse de 1 pour 100 de sa valeur, c'est-à-dire pour arriver à 0,0404, il faut que l'on ait $\beta = 0{,}05$; ce qui correspond, pour $\lambda = 0^{\mu},5$ à $K = 2\,800\ \text{cm}^{-1}$. Un tel milieu a une absorption très forte (intensité réduite à $\frac{1}{10}$ pour une épaisseur de $3^{\mu},7$). On peut donc dire que, dans la plupart des cas, l'absorption du second milieu ne joue aucun rôle dans les phénomènes d'absorption.

---

(1) Dans ces conditions, la coloration du second milieu n'influe pas sur la coloration du faisceau réfléchi; un faisceau de lumière blanche régulièrement réfléchi sur du verre bleu ne devient pas bleu. Par contre, s'il y a de la lumière *diffusée* dans la masse du verre, cette lumière sort du verre et parvient à l'observateur après avoir traversé une certaine épaisseur de verre; elle est colorée, non par réflexion ni par diffusion, mais par absorption dans le milieu coloré.



Il en est tout autrement pour les réflexions sur les surfaces métalliques. Les métaux ne sont pas rigoureusement opaques, mais leur absorption est énorme; l'opacité est pratiquement complète sous des épaisseurs bien moindres que 1 micron. Aussi les lois de la réflexion métallique sont elles complètement différentes des lois de la réflexion vitreuse. Les formules théoriques sont très compliquées et leur accord avec les faits un peu incertain; il suffira d'indiquer les résultats de l'étude expérimentale directe.

1° Sous l'incidence normale, le pouvoir réflecteur des métaux est *beaucoup* plus élevé que pour les substances vitreuses; tandis que pour ces dernières on a des facteurs de l'ordre de 0,05 (voir. § 6), pour les métaux le facteur dépasse presque toujours 0,50 et peut atteindre, pour les radiations visibles, 0,90. Il varie d'ailleurs beaucoup avec l'état de la surface, et quand celle-ci est altérée un nouveau polissage qui enlève la couche superficielle est nécessaire pour lui rendre ses qualités.

Ce pouvoir réflecteur est d'ailleurs assez fortement sélectif, contrairement à ce qui a lieu pour les corps vitreux dans le spectre visible. La courbe du facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde est géné-

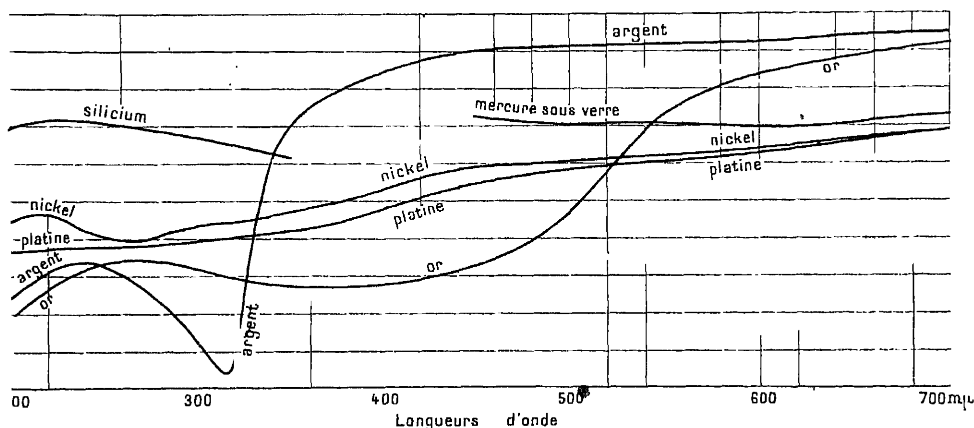


Fig. 35.

ralement montante vers les grandes longueurs d'onde; souvent le pouvoir réflecteur diminue beaucoup dans l'ultra-violet. La figure 35 donne les courbes spectrales du pouvoir réflecteur sous l'incidence normale pour divers métaux **[14]**.

Le cas de l'argent est particulièrement curieux. Pour les radiations visibles, le facteur de réflexion de ce métal est plus élevé que celui de tous les autres métaux; il décroît régulièrement lorsque la longueur d'onde diminue et cette décroissance devient rapide dans l'ultra-violet, particulièrement

à partir de la longueur d'onde 340 mμ, si bien que pour $\lambda = 316$ le facteur de réflexion tombe à 0,042, valeur du même ordre de grandeur que le facteur de réflexion d'une surface de verre. Corrélativement, dans cette région du spectre, l'argent en couches minces est beaucoup moins absorbant que pour les radiations visibles; il n'a plus l'absorption métallique. Pour les longueurs d'onde encore plus petites le pouvoir réflecteur croît de nouveau, avec augmentation de l'indice d'absorotion. Il y a, en résumé, vers $\lambda = 316$, un minimum très accusé d'absorption et de facteur de réflexion.

Même dans l'étendue du spectre visible, le facteur de réflexion varie, en général, d'une manière assez forte, avec diminution à mesure que la longueur d'onde diminue. Il en résulte que la plupart des miroirs métalliques modifient la couleur des objets dont ils donnent l'image. Cette modification, très forte pour un miroir en or, est plus faible, mais encore sensible, pour les miroirs en argent; le verre argenté sur sa face postérieure a à peu près les mêmes propriétés que l'argent métallique. Pour certaines applications, une réflexion non sélective dans le spectre visible peut être utile; les miroirs de verre étamés au mercure (voir l'une des courbes de la figure 35) ont, à très peu près, cette propriété; cela explique pourquoi ces miroirs sont regardés comme donnant des images plus agréables à l'œil que les miroirs argentés, qui sont maintenant les plus employés.

Pour les radiations infra-rouges, la plupart des métaux ont un excellent pouvoir réflecteur. Le tableau suivant donne quelques valeurs numériques d'après Hagen et Rubens.

Facteur de réflexion des métaux dans l'infra-rouge sous l'incidence normale

LONGUEUR D'ONDE en microns	ARGENT	OR	CUIVRE	NICKEL
1,5	0,982	0,973	0,938	0,786
3	0,981		0,971	0,887
14	0,983	0,979	0,979	0,972

2° *Sous incidence oblique* il faut, comme pour la réflexion vitreuse, distinguer entre les deux directions principales de plans de polarisation, auxquelles correspondent deux facteurs de réflexion différents; le facteur correspondant à la lumière naturelle en est la moyenne.

Dans le cas de la réflexion métallique, ces deux facteurs sont assez peu différents l'un de l'autre, et leur variation avec l'angle d'incidence n'est pas très grande. Sauf pour les incidences très obliques, le pouvoir réflecteur varie peu avec l'angle d'incidence. La théorie est un peu incertaine, et les mesures directes sont très peu nombreuses. Les valeurs

numériques suivantes sont dues à Jamin et se rapportent à un miroir en acier **[15]**.

INCIDENCE	FACTEUR de réflexion pour la lumière naturelle
20°	0,601
30°	0,600
40°	0,541
50°	0,565
60°	0,601
70°	0,567
80°	0,596
85°	0,711

Jusqu'à 80° les variations du facteur de réflexion sont, probablement, à peine supérieures aux incertitudes des mesures.

10. Diffusion par un milieu trouble. — Un milieu trouble est un milieu homogène (solide, liquide ou gaz) dans lequel flottent des particules étrangères très petites et très nombreuses dont la répartition moyenne par élément de volume est constante, et forment par suite un milieu homogène à échelle non microscopique.

Prenons dans ce milieu un élément de volume O (à échelle non microscopique) et supposons qu'il reçoive un flux lumineux dirigé, de direction XO (fig. 36). Supposons le volume élémentaire limité par deux plans A A′, B B′

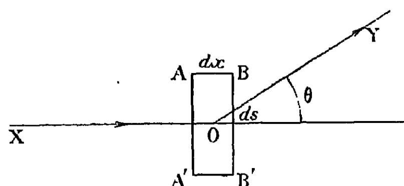


Fig. 36.

normaux à X O, et par un cylindre parallèle à X O. Soit $d s$ la surface de base et $d x$ la hauteur de ce cylindre, dont le volume est

$$dV = ds\ dx.$$

Soit E l'éclairement que le faisceau incident donnerait sur le plan A A′; le flux reçu par l'élément de volume considéré est alors

$$F = E\ ds.$$

Ce flux va se diviser en trois parts :

1° Flux *directement transmis* (comme si le milieu n'était pas trouble) F_1;

2° Flux *diffusé* dans les diverses directions F_2;

3° Flux *absorbé* (transformé en chaleur), soit par suite des propriétés du milieu homogène qui peut être absorbant, soit par suite des propriétés des grains en suspension, dont la surface peut être absorbante (noir de fumée).

On aura

$$F_1 + F_2 + F_3 = F,$$

et d'autre part chacun des flux F_1 F_2 F_3 est proportionnel à F

Pour le flux *absorbé* on peut écrire

$$\frac{F_1}{F} = a\,dx,$$

$a\,dx$ est le *facteur d'absorption* de l'épaisseur dx (voir § 4).

Le flux diffusé se présente sous une forme beaucoup plus complexe; il ne suffit pas de connaître sa valeur, il faut connaître aussi sa répartition spatiale.

Le flux total diffusé peut s'écrire

$$F_2 = b\ F\ dx,$$

b étant une constante caractéristique du milieu. En introduisant l'éclairement E, il vient

$$F_2 = b\ E\ ds\ dx = b\ E\ dv.$$

L'élément de volume du milieu trouble se comporte comme une source de lumière dont le flux total est $b\ E\ dv$ ou l'intensité moyenne sphérique $\frac{1}{4\pi}\ b\ E\ dv.$

Il faut examiner la répartition en direction de ce flux. Dans une direction O Y (fig. 36) faisant l'angle θ avec la direction du rayon incident prolongé, l'élément de volume se comporte comme une source d'intensité

$$I = b_\theta\ E\ dv,$$

b_θ étant une constante de diffusion dans la direction considérée.

Si la lumière incidente n'est pas polarisée, tout le phénomène est symétrique par rapport à la droite O X; le facteur b_θ n'est fonction que de l'angle θ, et la surface caractéristique (voir chapitre II, § 8) de la source dv est de révolution autour de O X; on pourra tracer, dans le plan de la figure, la méridienne de cette surface.

Le flux total diffusé est alors

$$F_2 = 2\pi\,E\,dv \int_0^\pi b_\theta \sin\alpha\ d\alpha.$$

La constante b est liée à b_0 par

$$b = 2\pi \int_0^{\pi} b_0 \sin \alpha \, d\alpha.$$

La forme de la courbe méridienne dépend évidemment de la grosseur des propriétés des grains en suspension; on sait très peu de choses sur s propriétés (1).

Dès que l'on considère non plus un élément de volume mais un volume ti, le problème de la propagation de la lumière dans un milieu trouble complique terriblement, à cause des diffusions successives que subit faisceau primitivement dirigé. Le flux diffusé une première fois rencontre autres éléments de volume qui le diffusent de nouveau et ainsi de suite; tude de la répartition du flux en direction, en chaque point du milieu, : un problème très difficile.

Quant au faisceau régulièrement transmis, il s'affaiblit selon la loi ponentielle habituelle en fonction de l'épaisseur traversée. La tranche dx sorbe $a\,F\,dx$ et diffuse $b\,F\,dx$; le flux $F\,(a + b)\,dx$ disparaît du faisceau gulièrement transmis, et l'équation qui régit la variation du flux transmis fonction de l'épaisseur est

$$dF = -F\,(a + b)\,dx.$$

D'où

$$F = F_0\, e^{-(a+b)x}.$$

Le coefficient m défini au paragraphe 4 a pour valeur

$$m = a + b.$$

Si le milieu trouble est sous forme d'une lame à faces polies parallèles reçoit un faisceau I normal à sa face d'entrée (fig. 37), il donne lieu aux sceaux suivants :

Faisceau R régulièrement réfléchi sur la face d'entrée A.

Faisceau diffusé D du côté de l'entrée, provenant des diverses iches du milieu.

Faisceau transmis diffus D′ provenant aussi des diverses couches.

Faisceau régulièrement transmis T.

Ce dernier permet de voir les objets si l'on place l'œil derrière la lame; st lui qui rend parfois le disque solaire visible à travers un brouillard, qui permet de voir le filament d'une lampe à incandescence à travers : lame mince de verre opale. La lumière diffusée, au contraire, ne permet voir aucune image.

(1) On remarquera que, tandis que les *facteurs* φ, ρ, τ, α, etc. sont de simples rapports numériques, en est pas de même des *coefficients* b, b_0, qui ont les dimensions de l'*inverse d'une longueur*. L'unité de ueur employée devra être la même que celle qui intervient dans l'unité d'éclairement employée (le e si l'on se sert du lux, etc.). La constante d'absorption a a la même dimension.

Lorsque l'épaisseur de la lame augmente, le flux régulièrement transmis diminue, et si la diffusion est forte, tend rapidement vers zéro. Souvent, avant de disparaître, ce flux devient fortement rouge (si la lumière incidente est blanche), ce qui prouve que le coefficient m est sélectif: si l'absorption proprement dite est négligeable, on en conclura que le coefficient de diffusion décroît quand la longueur d'onde augmente. C'est, en effet, ce qui a généralement lieu.

Quant au faisceau transmis diffusé, il diminue beaucoup moins rapidement avec l'épaisseur, à cause des diffusions multiples. Il semble que le flux diffusé émergent suive à peu près la loi de Lambert, au moins dans certains cas. Il resterait des expériences à faire sur ce point et aussi sur la loi de la brillance en fonction de l'orientation du faisceau incident.

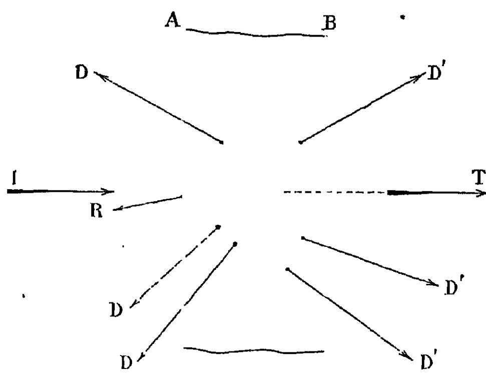


Fig. 37.

A ce qui vient d'être dit se rattache la *diffusion moléculaire*, qui se produit dans tous les milieux transparents, en l'absence de toute particule étrangère. En réalité, tout milieu autre que le vide étant formé de molécules distinctes, est un milieu discontinu, et se comporte comme un milieu trouble. Les lois de cette diffusion moléculaire sont beaucoup mieux connues et plus simples que celles de la diffusion par les milieux troubles ordinaires; elles seront exposées dans un autre volume de cette *Collection*. Indiquons seulement ici que les coefficients de diffusion correspondant à ce phénomène sont assez faibles, ce qui explique qu'il n'ait pu être étudié expérimentalement qu'assez récemment.

Les données suivantes se rapportent à l'air dans les conditions habituelles (15° et 760 mm) et à la longueur d'onde $0^{\mu},55$.

Dans la direction normale au faisceau incident, le coefficient b_0 a pour valeur

$$b_0 = 0,6 \times 10^{-6} \text{ (mètre)}^{-1}.$$

Un volume d'air de 1 m³ recevant un éclairement de 100 000 lux (celui du plein soleil) se comporte, pour un observateur qui l'examine dans une direction normale au faisceau incident, comme une source de 0,06 bougie

Le coefficient b relatif au flux diffusé total est

$$b = 10^{-5} \text{ (mètre)}^{-1}.$$

La même masse d'air émettra par diffusion un flux total de 1 lumen.

La véritable absorption par l'air étant très faible, le coefficient d'affaiblissement m aura la valeur

$$m = b = 10^{-5} \text{ (mètre)}^{-1}.$$

Après une traversée de 10 km d'air, l'intensité du flux régulièrement transmis est multipliée par

$$e^{-\frac{1}{10}} = 0{,}905.$$

Le phénomène est d'ailleurs fortement sélectif; la diffusion varie en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde; les coefficients b_0, b et m varient donc comme λ^{-4}. Pour la radiation bleue de longueur d'onde $0^{\mu},45$ la diffusion est plus de 4 fois plus forte que pour la radiation rouge $0^{\mu},65$.

La diffusion existe aussi dans les solides et les liquides, même parfaitement homogènes. Si l'on compare un liquide et un gaz, on trouve qu'à *volume égal* la diffusion est plus importante dans le liquide; mais à *masse égale* elle est plus importante dans le gaz. Pour l'eau pure, les coefficients b, b_0, m sont environ 160 fois ceux de l'air. Un volume d'eau de 1 m³ recevant un éclairement de 100 000 lux se comportera, dans une direction normale au faisceau incident, comme une source de 10 bougies, et émettra un flux total d'environ 160 lumens.

Ces phénomènes sont de peu d'importance pour les petites épaisseurs mises en jeu dans les expériences de laboratoire (1). Ils jouent au contraire un rôle considérable dans la nature à cause des énormes masses traversées par la lumière; ils donnent l'explication de la lumière du ciel et de sa couleur bleue, ils interviennent dans l'explication de la couleur de la mer.

11. Réflexion diffuse. — Sur une surface qui aurait un poli absolument parfait, un faisceau dirigé incident ne donnerait pas autre chose que deux faisceaux dirigés : le faisceau régulièrement réfléchi et le faisceau régulièrement transmis.

(1) Cependant, la lumière diffusée par le verre peut intervenir pour une part dans la lumière diffuse qui se superpose toujours à l'image donnée par un instrument d'optique.

Sur une surface imparfaitement polie (et en réalité sur toute surface) existe aussi un flux diffusé du côté de la lumière incidente (réflexion diffuse) et un flux diffusé du côté de la lumière transmise (transmission diffuse). Lorsque les irrégularités de la surface sont grandes par rapport à la longueur d'onde, ces flux diffusés prennent une importance prépondérante ; le faisceau régulièrement réfléchi ou transmis peut même disparaître complètement (surfaces mates).

Il est souvent difficile de distinguer le flux diffusé *à la surface* de celui qui est diffusé *dans la masse* à partir du flux transmis. Prenons comme exemple une lame de verre dépoli, éclairée en avant, que l'on examine par réflexion. La surface paraît mate, avec très peu de lumière régulièrement réfléchie; la lumière qui nous est envoyée est uniquement de la lumière diffusée à la surface; comme la masse du verre est très peu diffusante, les rayons transmis à travers la surface continuent leur chemin et ne reviennent pas vers l'observateur. La surface a d'ailleurs une brillance assez faible parce que la proportion de lumière transmise est considérable.

Prenons maintenant du verre opale, à surface dépolie. Le faisceau que nous recevrons se composera de :

1° Lumière diffusée par la surface;

2° Lumière diffusée par la masse.

Celle-ci a subi d'abord une transmission diffuse par la surface, ensuite une diffusion dans la masse, enfin une nouvelle transmission diffuse à la surface. Le phénomène est extrêmement complexe. Ici, l'absorption sélective dans le milieu intervient dans la coloration de la lumière diffusée à l'extérieur.

Ces phénomènes de diffusion par les surfaces ou au voisinage des surfaces ont une importance pratique considérable : c'est grâce à eux que nous voyons les objets, avec leurs formes, leurs reliefs, et leurs couleurs. C'est parce que ces phénomènes sont sélectifs que les objets nous paraissent colorés.

Dans leur étude, il est très difficile de séparer ce qui est lumière diffusée *par la surface* de la lumière diffusée *par le milieu*, plus ou moins trouble et plus ou moins sélectivement absorbant, qui est en dessous, ou même de la lumière réfléchie sur des facettes irrégulières qui renvoient la lumière après qu'elle a traversé une certaine épaisseur de la substance. Dans la plupart des cas, ce sont ces rayons, diffusés en avant après avoir traversé une certaine épaisseur de matière, qui donnent aux corps leurs couleurs.

On est amené à faire l'étude des *diffuseurs* en séparant les flux quant à leur direction sans s'occuper de la cause qui leur a donné naissance.

Soit A la surface (qui peut être polie ou irrégulière) dont on veut

étudier la diffusion. Elle reçoit un flux F_0 de rayons parallèles, faisant un angle α avec la normale. On a :

1° Un flux régulièrement réfléchi F_r :

Le rapport $\rho_r = \frac{F_r}{F_0}$ est le *facteur de réflexion régulière ;*

2° Un flux diffusé en avant F_d qui peut provenir en partie de la surface et en partie du milieu lui-même; le rapport

$$\rho_d = \frac{F_d}{F_0}$$

est appelé le *facteur de réflexion diffuse.*

Le flux total renvoyé du côté de la lumière incidente est

$$F_r + F_d ;$$

le rapport

$$\rho = \frac{F_r + F_d}{F_0} = \rho_r + \rho_d$$

est le facteur total de réflexion.

On appelle *surface mate* une surface sur laquelle il n'y a pas de réflexion régulière; le seul facteur à considérer est alors le rapport du flux diffusé au flux incident.

$$\rho = \frac{F_d}{F_0}.$$

On donne parfois à ce facteur le nom d'*albédo* de la surface. En général, il peut dépendre de la longueur d'onde (corps à surface colorée) et de l'angle d'incidence.

On a essayé, de diverses manières, de définir un *albédo moyen*, indépendant d'une direction particulière de rayons incidents, en faisant intervenir toutes ces directions d'une manière symétrique. La définition suivante a été proposée par Bond **[16**; **17]**. Supposons la substance considérée mise sous forme d'une boule sphérique; elle reçoit un faisceau uniforme de rayons parallèles, qui donnerait sur un plan normal à sa direction un éclairement uniforme. Dans ce faisceau la sphère intercepte un flux F_0; elle en diffuse une partie, correspondant au flux F. Le rapport $\frac{F}{F_0}$ peut être appelé albédo moyen de la substance diffusante considérée.

12. Répartition spatiale du flux diffusé. — La surface diffusante, quand elle est éclairée, devient une *source secondaire* de lumière; les facteurs qui viennent d'être définis en font connaître la radiance, et ne font aucune

allusion à la répartition du flux. Pour étudier la répartition spatiale du flux diffusé, on aura à faire appel à la notion de brillance.

Supposons que le flux F_0 de lumière monochromatique, tombant dans une direction XM sous l'incidence α, soit réparti uniformément sur une aire S de la surface diffusante (fig. 38), qui reçoit par suite un éclairement

$$E = \frac{F_0}{S}.$$

Dans une direction MY (qui n'est pas forcément dans le plan d'incidence) la surface aura une brillance B, proportionnelle à E. On peut définir un facteur δ par l'égalité

$$\delta = \pi \frac{B}{E}$$

δ peut être appelé le *facteur de diffusion* correspondant aux directions XM et MY.

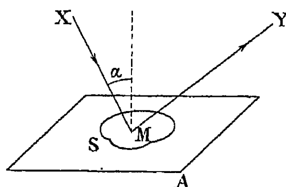


Fig. 38.

L'étude complète d'un diffuseur exigerait l'étude de δ en fonction des deux directions d'incidence et de diffusion; si l'on remarque que, de plus, δ peut dépendre de la longueur d'onde, on voit que cette étude complète est presque inextricable.

Certains diffuseurs jouissent à peu près de propriétés qui en rendent l'étude beaucoup plus simple.

On dit qu'un diffuseur est *orthotrope* lorsque le facteur δ est indépendant des directions; le flux diffusé suit alors la loi de Lambert. La surface S recevant l'éclairement E possède alors une brillance constante

$$B = E \times \frac{\delta}{\pi}$$

et se comporte, dans la direction MY faisant avec la normale un angle β comme une source d'intensité

$$BS \cos \beta = ES \frac{\delta}{\pi} \cos \beta.$$

En appliquant le résultat trouvé au chapitre III, § 5, on voit que le flux total diffusé est

$$F_d = BS\pi = ES\delta$$

et comme le flux incident est

$$F_0 = ES,$$

on a la valeur du facteur de réflexion diffuse

$$\rho_d = \frac{F_d}{F_0} = \delta.$$

Le facteur δ, constant dans le cas d'un diffuseur orthotrope, n'est pas autre chose que le facteur de réflexion diffuse, également constant dans ce cas.

Les surfaces parfaitement mates (plâtre, papier buvard, etc.) sont à peu près des diffuseurs orthotropes.

Dans le cas général, on peut représenter les propriétés de la surface diffusante par des surfaces caractéristiques, comme on représente les propriétés d'une source de lumière dans diverses directions. Soit la surface diffusante qui reçoit un flux F_0 de direction déterminée XM. Elle se comporte comme une source de lumière ayant une intensité déterminée dans chaque direction. On portera sur chaque direction telle que MY une longueur proportionnelle à l'intensité correspondante. Cela revient à porter une longueur proportionnelle à $\delta \cos \beta$, le facteur δ ayant la signification définie plus haut. Le lieu des extrémités des segments ainsi définis est une surface appelée *indicatrice de diffusion à incidence constante*.

D'une manière analogue, on peut représenter les variations de l'intensité avec la direction incidente. La direction MY restant fixe, et le flux incident F_0 restant constant, on portera, sur chaque direction incidente MX une longueur proportionnelle à l'intensité de la source secondaire dans la direction fixe MY. Cela revient à porter sur MX une longueur proportionnelle à $\delta \cos \alpha$. Le lieu des extrémités du segment ainsi défini est une surface que l'on peut appeler *indicatrice de diffusion à direction de diffusion constante.*

Dans le cas d'un diffuseur orthotrope, chacune de ces surfaces est une sphère tangente à la surface diffusante (Voir chapitre III).

13. Propriétés sélectives des diffuseurs. — Un diffuseur est dit *non sélectif*, ou *neutre* si, pour chaque couple de directions d'incidence et de diffusion, le facteur δ est indépendant de la longueur d'onde. La lumière diffusée a alors la même teinte que la lumière incidente. On dit parfois que ce diffuseur est *gris*.

Un diffuseur est *noir* si δ est nul pour toutes les radiations et pour toutes les directions; le facteur ρ_d est alors également nul. Il n'existe pas de corps ayant exactement les propriétés ainsi définies Pour du papier noir mat, ρ_d peut avoir, par exemple, la valeur 0,01.

Enfin, on a un diffuseur parfaitement blanc, que l'on peut aussi appeler diffuseur parfait si, pour toutes les directions, δ est égal à 1. Un tel diffuseur est forcément orthotrope; son facteur de réflexion diffuse ρ_d est aussi égal à l'unité. Sa brillance s'obtient en divisant par π l'éclairement qu'il reçoit, quelles que soient les directions des rayons incidents et celle dans laquelle on observe la diffusion

$$B = \frac{E}{\pi}.$$

14. Transmission diffuse. — Des considérations analogues s'appliquent à la lumière diffusée par transmission à travers une lame diffusante (feuille de papier, verre opale, etc.). On définira ainsi : un facteur global de transmission diffuse, correspondant à une direction incidente déterminée :

$$\tau = \frac{\text{Flux transmis}}{\text{Flux incident}}.$$

Pour une direction incidente et une direction de diffusion déterminées on aura un facteur de diffusion

$$\theta = \pi \frac{B}{E}$$

en appelant E l'éclairement reçu par la surface, et B sa brillance par transmission dans la direction considérée.

Un diffuseur est orthotrope par transmission si, à éclairement égal, sa brillance par transmission est constante. Certains diffuseurs, comme le verre dépoli, sont très loin d'être orthotropes; ils présentent une forte concentration de lumière dans la direction du flux incident. Une simple feuille de papier est plus voisine de l'orthotropie; une lame de verre opale à faces dépolies constitue un diffuseur à peu près orthotrope.

On définira encore les surfaces caractéristiques d'une manière analogue à ce qui a été fait pour la diffusion par réflexion. On aura enfin des diffuseurs sélectifs et non sélectifs. Le cas du diffuseur *noir* correspond simplement ici au corps complètement opaque. On n'a rien d'analogue au corps *blanc*, car la transmission diffuse n'est jamais totale; sur un diffuseur il y a toujours une partie importante du flux renvoyé du côté de la lumière incidente.

15. Importance des diffuseurs en photométrie. — Beaucoup de dispositifs photométriques comportent un ou plusieurs diffuseurs, travaillant soit par réflexion, soit par transmission. C'est ainsi que, le plus souvent, on mesure un éclairement par la brillance qu'il donne à un diffuseur qui reçoit cet éclairement; que l'on mesure une intensité lumineuse par l'éclairement qu'elle produit, et par suite encore par la brillance d'un diffuseur. La mesure d'un flux lumineux par la méthode moderne de la « sphère intégrante » se fait par une série de diffusions sur une paroi mate.

Dans certains cas, les propriétés de ce diffuseur n'interviennent pas, ou s'éliminent dans le résultat; c'est ce qui a lieu dans les mesures d'intensité lumineuse au banc photométrique, parce que le flux incident est de direction définie et toujours la même, et que l'on examine la brillance produite dans une direction déterminée. On demande seulement à la diffusion d'être aussi peu sélective que possible, c'est-à-dire à l'écran d'être *blanc* ou *gris*, sans faire intervenir la loi de répartition spatiale du flux diffusé.

Il n'en est pas de même dans d'autres cas. Pour la mesure correcte d'un éclairement, lorsque le flux incident n'est pas dirigé, il faut employer un écran qui diffuse suivant la loi de Lambert, soit par réflexion, soit par transmission. Dans la sphère intégrante il faut aussi que les parois diffusent suivant cette loi, et de plus il est très important que la diffusion ne soit pas sélective pour que les réflexions successives ne changent pas la teinte de la lumière.

Malheureusement, la réalisation d'écrans diffusants ayant des propriétés déterminées ne peut être, jusqu'ici, résolue que par des essais empiriques, et les problèmes qui se posent ne sont pas parfaitement résolus. Les résultats obtenus seront décrits dans un autre volume.

CHAPITRE VII

LOIS DU RAYONNEMENT

1. Rayonnements à spectre discontinu et à spectre continu. — L'étude de l'émission des radiations constitue actuellement l'un des chapitres les plus importants et les plus étendus de la physique. Il ne saurait être question d'en faire ici un exposé complet. Cependant, les lois de rayonnement (et en particulier du rayonnement par un *corps noir*) jouent un rôle si important dans la production et la mesure de la lumière qu'il a paru nécessaire de faire ici un exposé de ces lois. Le but n'est pas de traiter la question du point de vue théorique, mais de donner un exposé condensé des résultats, qui ont été découverts en partie par des expériences directes et en partie par des considérations théoriques vérifiées ensuite par l'expérience.

Il faut, dès le début, distinguer deux cas :

1° Émission d'un rayonnement à *spectre discontinu* formé d'un nombre plus ou moins grand de radiations distinctes que le spectroscope sépare en *lignes ;*

2° Émission d'un rayonnement à *spectre continu* où, dans un certain intervalle de longueurs d'onde, toutes les radiations sont présentes.

Le rayonnement à spectre discontinu est émis par les gaz à pression peu élevée, soit par excitation thermique (vapeur métallique portée à haute température), soit par excitation électrique (choc des charges électriques en mouvement sur les atomes ou les molécules). Chaque atome ou molécule rayonne à peu près comme s'il était seul; le rayonnement dépend essentiellement des propriétés de l'atome. Ce rayonnement à spectre discontinu n'est d'ailleurs pas exclusif de l'émission par le gaz d'un peu de spectre continu.

Le rayonnement à spectre continu est celui des corps à forte densité. Il est, sauf des cas exceptionnels, seul émis par les corps solides chauffés. Il est très probable que les gaz sous forte pression à haute température émettent aussi un rayonnement à spectre continu.

Du point de vue technique, le second cas est beaucoup plus important que le premier. Les sources de lumière constituées par un gaz sous faible pression (tubes au mercure, au néon, au gaz carbonique) ne tiennent encore, malgré des applications intéressantes, qu'une faible place dans la pratique

de l'éclairage. Au laboratoire, elles sont utiles comme moyen de production de lumière monochromatique, en isolant l'une des radiations contenues dans le rayonnement [30].

Le cas le plus intéressant est celui du rayonnement à spectre continu émis par un corps solide chauffé. Lorsque ce rayonnement n'a pas d'autre cause que l'élévation de température, on dit que l'on a le « rayonnement thermique » du corps, étant bien entendu que cet adjectif se rapporte non à la nature du rayonnement (qui est, comme tout autre, formé de radiations sur une étendue plus ou moins grande du spectre), mais au procédé de production.

L'énergie est rayonnée aux dépens de la propre énergie du système qui rayonne. Si ce système ne reçoit aucune quantité d'énergie, sa température s'abaisse progressivement jusqu'à la température ambiante; pour le maintenir à un régime permanent il faut lui fournir de l'extérieur une puissance égale à celle qu'il perd par rayonnement et par d'autres causes pouvant exister.

2. Émission par les corps solides chauffés. — Tout corps solide chauffé à haute température émet un rayonnement visible. L'analyse spectroscopique de ce rayonnement montre que son spectre est *continu*, et qu'il se prolonge avec une grande intensité dans l'infra-rouge. Si la température est peu élevée (par exemple 200° centigrade) aucune radiation visible n'est émise, mais le rayonnement n'est nullement supprimé; il est entièrement infra-rouge.

On est amené à conclure que ce rayonnement par la surface d'un corps solide se produit *à toute température ;* c'est par lui que se produisent (indépendamment du transport par conductibilité ou convection par l'air) les échanges d'énergie entre un corps et les parois de la salle qui le contient, si ce corps et ces parois sont à des températures différentes. Si le corps est à température plus élevée que les parois, sa surface envoie du rayonnement (visible ou invisible) aux dépens de sa propre énergie. Ce rayonnement va être absorbé par les parois de la salle et transformé en chaleur. En même temps, les parois rayonnent et une partie de ce rayonnement est absorbé par le corps, ce qui maintient indéfiniment l'équilibre de température; mais si la température du corps est plus élevée que celle des parois, l'énergie qu'il reçoit par unité de temps est plus faible que celle qu'il émet. Il y a donc transport d'énergie du corps chaud sur les parois à température plus basse.

Si la température du corps est la même que celle des parois, l'échange n'a plus lieu, non parce que les rayonnements sont supprimés mais parce que les échanges s'équilibrent. Le rayonnement émis par une surface dépend des conditions de cette surface (sa nature, sa température, son état de poli, etc.) mais nullement de ce qui se trouve à une distance plus ou moins grande.

La surface d'un corps à 0° centigrade rayonne; si les parois de la salle sont à la même température ce rayonnement ne se révèle par aucun échange d'énergie, mais si ces parois étaient à température plus basse, l'équilibre n'existerait plus et l'échange se manifesterait; le rayonnement de la surface à 0° existe donc.

On doit donc admettre que *tout corps solide rayonne par sa surface*, quelle que soit sa température (excepté au zéro absolu); ce rayonnement est indépendant des objets qui entourent le corps; un écran peut *arrêter* les radiations émises, les empêcher d'aller plus loin, mais non les empêcher d'être émises.

Soit une petite surface S (assez petite pour être regardée comme plane) d'un corps solide. Pour un corps donné, l'émission dépend uniquement de la température; on désignera par T cette température mesurée dans l'échelle absolue (1).

Pour une température donnée, il y aura lieu de considérer :

1° La radiance énergétique de la surface, $\mathcal{R} = \frac{S}{W}$, en désignant par W la puissance totale qu'elle émet, dans l'ensemble des directions issues de la surface, et sous forme de toutes radiations.

2° Ce rayonnement total peut être séparé en ses radiations simples et, comme son spectre est continu, il sera défini par sa *courbe spectrale d'énergie*, Si r_λ est l'ordonnée correspondant à la radiation λ, la puissance rayonnée par la surface S sous forme de radiation comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ pour valeur,

on a
$$r_\lambda S \, . \, d\lambda,$$
$$\mathcal{R} = \int_0^\infty r_\lambda \, d\lambda \cdot$$

La quantité r_λ est le quotient d'une radiance par une différence de longueurs d'onde; son nom correct serait : *radiance par unité de longueur d'onde*. Par abréviation, on peut l'appeler : *radiance spectrale*. Pour que cette dénomination ne prête à aucune confusion, il faut regarder comme sous-entendu le fait que la courbe spectrale, dont r_λ est l'ordonnée, est prise dans un spectre en longueurs d'onde, ce que les mots « radiance spectrale » n'expriment pas. Les ordonnées seraient différentes si les abscisses étaient les fréquences ou toute autre quantité caractérisant les radiations.

3° Il y a lieu d'étudier la répartition de ce rayonnement *en direction;* c'est alors la notion de *brillance* qui s'introduit. Soit une direction faisant avec la normale un angle α. Dans cette direction, la surface aura une

(1) Rappelons que la température absolue T peut être prise comme égale à la température centigrade t augmentée de 273°

$$T = t + 273.$$

Pour éviter toute confusion, les valeurs numériques des températures données dans l'échelle absolue seront accompagnées de la lettre K (initiale du nom de Kelvin) et celles données dans l'échelle centigrade seront accompagnées de la lettre C. Par exemple, la température d'ébullition de l'eau s'écrira

100° C ou 373° K.

brillance énergétique $\mathcal{B}$, c'est-à-dire que dans un cône d'angle solide $d\omega$ la surface envoie une puissance

$$W = \mathcal{B}\ S \cos \alpha\ d\omega.$$

La quantité $\mathcal{B}$ peut varier avec la direction, et l'on a

$$\mathcal{R} = \int \mathcal{B} \cos \alpha\ d\omega.$$

4° Cette brillance énergétique elle-même peut être séparée en radiations de diverses longueurs d'onde, comme on a fait pour la radiance. Si b_λ est la valeur pour la longueur d'onde λ, on a

$$\mathcal{B} = \int_0^\infty b_\lambda\, d\lambda.$$

La quantité b_λ est une *brillance par unité de longueur d'onde.* Avec les mêmes réserves que pour r_λ on peut l'appeler *brillance spectrale.*

5° Enfin, chacune des radiations émises dans une direction déterminée, peut être partiellement polarisée; le faisceau peut être décomposé en deux faisceaux polarisés dans deux azimuts principaux, auxquels correspondent des valeurs b'_λ et b''_λ de la brillance; on a

$$b_\lambda = b'_\lambda + b''_\lambda.$$

Finalement, on a comme variables indépendantes, la température T, la longueur d'onde λ, la direction définie par l'angle α. Pour une surface donnée,

$\mathcal{R}$ est uniquement fonction de T,
r_λ est fonction de T et de λ,
$\mathcal{B}$ est fonction de T et de α,
b_λ, b'_λ, b''_λ sont fonctions de T, de λ et de α.

On a les relations suivantes :

$$\left\{\begin{array}{lr} \mathcal{R} = \int_0^\infty r_\lambda\, d\lambda & (1) \\ \mathcal{R} = \int \mathcal{B} \cos \alpha\, d\omega & (2) \\ r_\lambda = \int b_\lambda \cos \alpha\, d\omega & (3) \\ \mathcal{B} = \int_0^\infty b_\lambda\, d\lambda & (4) \\ b_\lambda = b'_\lambda + b''_\lambda & (5) \end{array}\right.$$

Toutes les fonctions d'une ou plusieurs variables que l'on vient de définir dépendent de la nature de la surface considérée; elles ne sont pas les mêmes, par exemple, pour une surface de platine poli et pour la même surface couverte de noir de fumée; il est impossible de trouver des lois simples si l'on ne particularise pas le problème. On y arrive par la considération du *facteur d'absorption* de la surface, et de ses relations avec l'émission.

3. Émission par le corps noir. — Les considérations ébauchées au paragraphe 1 sur l'équilibre de température d'un corps placé dans une enceinte à température uniforme font deviner un lien entre l'émission et l'absorption; il faut, en effet, qu'un corps placé dans une enceinte à la même température

que lui reste en équilibre de température quelles que soient les propriétés de la surface; cela implique que s'il absorbe peu il rayonne peu, et que s'il est complètement absorbant il rayonne de la même manière que tout autre corps ayant la même propriété. On arrive ainsi à un cas où le rayonnement est indépendant des propriétés d'un corps particulier; il obéit alors à des lois simples.

On dit qu'un corps est *complètement noir* s'il absorbe tout rayonnement qui tombe sur lui, quelle que soit sa direction, sa composition spectrale et son état de polarisation; toute énergie rayonnante qui le rencontre est intégralement transformée en chaleur. D'ailleurs, le mécanisme de cette transformation importe peu; elle peut être superficielle ou être partiellement dans la masse; il suffit qu'elle soit complète.

On peut réaliser *approximativement* un corps noir en recouvrant la surface d'un corps quelconque d'un pigment noir mat (noir de fumée, noir de platine, etc.). On le réalise théoriquement d'une manière parfaite en prenant une enceinte fermée, à température uniforme, percée d'une très petite ouverture. Tout rayonnement qui tombe sur cette ouverture pénètre dans l'enceinte et y est absorbé même si la surface interne n'est pas noire; ce rayonnement peut bien subir une série de réflexions et diffusions successives, mais comme chacune d'elles absorbe une partie de l'énergie, aucun rayonnement ne peut sortir. Cette ouverture, vue de l'extérieur, se comporte donc comme une surface parfaitement noire.

Ceci posé, l'étude en partie théorique et en partie expérimentale du rayonnement des *corps noirs* conduit aux résultats suivants :

1° En ce qui concerne le rayonnement, toutes les surfaces noires se comportent exactement de la même manière. Par exemple, l'ouverture d'un four dont la paroi, à température uniforme, est percée d'une ouverture, rayonne exactement comme une surface noire qui boucherait cette ouverture et serait à la même température que la paroi interne. Cette identité des diverses surfaces noires à une température donnée s'applique au rayonnement total, à chaque radiation en particulier, à la répartition en direction.

2° Le rayonnement suit la loi de Lambert et ne présente aucune trace de polarisation, et cela est vrai pour chaque radiation monochromatique en particulier.

De là résultent les conséquences suivantes :

$\mathcal{B}$ et b_λ sont indépendants de la direction,

$$b'_\lambda = b''_\lambda = \frac{1}{2}\, b_\lambda,$$

$$\mathcal{B} = \frac{1}{\pi}\, \mathcal{R},$$

$$b_\lambda = \frac{1}{\pi}\, r_\lambda.$$

Il ne reste donc plus qu'à étudier les fonctions suivantes :

$$\mathcal{R} = \pi \mathcal{B} = \varphi (T) \quad (6)$$
$$r_\lambda = \pi b_\lambda = f (\lambda, T) \quad (7)$$

Ces fonctions sont indépendantes des propriétés particulières de tel ou tel corps noir; ce sont des *fonctions universelles*. D'ailleurs, φ (T) se déduit de $f (\lambda, T)$ en intégrant par rapport à λ (équation (1)).

3° La radiance énergétique $\mathcal{R}$ croît comme la quatrième puissance de la température absolue (loi de Stefan). On peut donc écrire

$$\mathcal{R} = \sigma T^4 \quad (8)$$

σ étant une constante qui dépend uniquement des unités choisies. Sa valeur la plus probable est (1)

$$\sigma = 5{,}709 \times 10^{-12} \text{ watt. cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$$
$$= 5{,}709 \times 10^{-5} \text{ erg. sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$$

Chaque centimètre carré d'une surface noire portée à 1 000° K rayonne une puissance totale de 5,709 watts. La brillance énergétique totale est donnée (2) d'après l'équation (6) par

$$\mathcal{B} = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (9)$$

et

$$\frac{\sigma}{\pi} = 1{,}8172 \times 10^{-12} \text{ watt. cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$$
$$= 1{,}8172 \times 10^{-5} \text{ erg. sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$$

4° La répartition spectrale de l'énergie est définie par la fonction

$$r_\lambda = f (\lambda, T).$$

On peut la représenter par une série de courbes spectrales d'énergie correspondant aux diverses valeurs de T. La figure 39 donne la série des courbes ainsi obtenues (3) (courbes isothermes).

(1) Les valeurs ici admises pour les constantes des lois du rayonnement (constante σ de la loi de Stefan et constante C de la loi de Planck donnée plus loin) sont celles qui ont été indiquées par Ives [40] à la suite d'une révision de tous les résultats expérimentaux en vue de l'établissement des Tables critiques internationales.

(2) Il y a parfois quelque confusion entre les deux constantes σ et $\frac{\sigma}{\pi}$. La première se rapporte au rayonnement total, dans toutes les directions, la seconde au rayonnement dans un angle solide déterminé. Les formules correspondantes pour la puissance rayonnée par la surface S sont :

$W = \sigma S T^4$ (puissance totale rayonnée)

$W = \frac{\sigma}{\pi} S \cos \alpha . d\omega . T^4$ (puissance rayonnée dans l'angle solide $d\omega$ autour d'une direction définie par l'angle α avec la normale).

(3) Ces courbes ont été calculées au moyen de la formule de Planck (Voir plus loin).

Comme on le voit chacune d'elles présente un maximum très accusé, avec décroissance beaucoup plus rapide du côté des petites longueurs d'onde que du côté des grandes. Toutes les ordonnées tendent vers zéro lorsque λ croît indéfiniment ou tend vers zéro, mais en réalité les ordonnées de chaque courbe n'ont de valeurs appréciables que pour un certain intervalle de longueur d'onde. C'est ainsi que pour T = 1 000° K l'ordonnée tombe au-dessous de $\frac{1}{1\,000}$ de la valeur maximum pour $\lambda > 37\ \mu$ et pour $\lambda < 0^{\mu},78$.

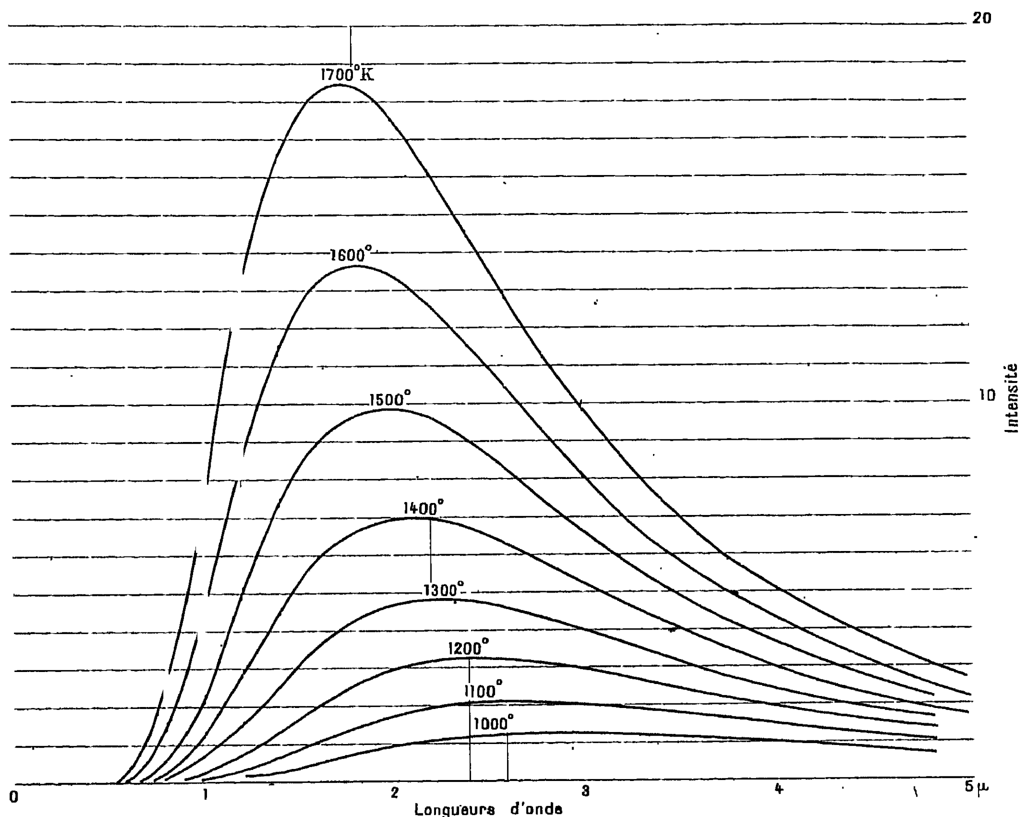


Fig. 39.

Lorsque la température s'élève toutes les ordonnées croissent très rapidement, mais non proportionnellement; les ordonnées correspondant aux petites longueurs d'onde croissent plus rapidement que celles qui correspondent aux grandes. La courbe se déforme, la maximum se déplaçant vers les petites longueurs d'onde lorsque la température s'élève.

L'aire de chaque courbe représente la radiance totale pour la température correspondante; d'après la loi de Stefan, elle croît comme la quatrième puissance de la température absolue.

La position du maximum constitue une donnée importante de chaque courbe. Les coordonnées de ce point obéissent aux deux lois suivantes, dues à Wien :

1° La longueur d'onde λ_m correspondant au maximum est en raison inverse de la température absolue. Le produit $\lambda_m T$ est donc constant. En exprimant λ_m en microns, on a

$$\lambda_m T = 2886$$

2° L'ordonnée maximum croît comme la cinquième puissance de la température absolue.

Des diverses formules qui ont été proposées pour exprimer la fonction $f(\lambda, T)$, la plus satisfaisante est celle de Planck, qui s'écrit

$$r_\lambda = K \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{C}{\lambda T}} - 1} \tag{10}$$

K et C sont des constantes; la valeur la plus probable de C est (1) :

$$C = 14330 \text{ micron-degré}$$

Cette formule satisfait bien aux lois de Stefan et de Wien. Elle donne

$$\mathcal{R} = \int_0^\infty r_\lambda \, d\lambda = \frac{K}{C^4} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{K}{C^4} \cdot 6{,}4939 \times T^4.$$

En idéntifiant avec la formule de Stefan il vient

$$K = \frac{C^4 \sigma}{6{,}4939} = 3{,}707 \times 10^4$$

en prenant le watt comme unité de puissance.

D'autre part, l'abscisse λ_m du maximum est donnée par

$$\lambda_m T = \frac{C}{4{,}9651} = 2886 .$$

On a fréquemment à faire des applications numériques de la formule de Planck (équation 10) dans les problèmes relatifs au rayonnement du corps noir ou des corps solides qui obéissent à peu près aux mêmes lois. Les calculs sur cette fonction des deux variables λ et T étant assez longs (2), il est important de les simplifier par des tables numériques. On peut y arriver en utilisant la remarque suivante.

Si l'on trace, comme sur la figure 39, les courbes qui donnent r_λ en fonction de λ pour les diverses valeurs de T, toutes ces courbes peuvent

(1) Voir la note page 117.

(2) On trouvera des tables numériques calculées au moyen de la formule de Planck dans les publications **[33]**, **[34]**, **[38]**.

être superposées par de simples changements d'échelles en abscisse et en ordonnée. Analytiquement, cela conduit à prendre comme variables les quantités

$$X = \lambda \frac{T}{C} \cdot$$

$$Y = r_\lambda \frac{C^5}{KT^5}.$$

L'équation de Planck prend alors la *forme réduite*

$$Y = \frac{X^{-5}}{e^{\frac{1}{X}} - 1} \qquad (11)$$

La courbe définie par cette équation a la même forme générale que toutes celles de la figure 39, mais l'emploi de cette formule est beaucoup plus commode que l'emploi de la formule de Planck. Elle ne contient qu'une seule variable au lieu de deux, ce qui rend infiniment plus facile la construction de tables numériques. Elle est indépendante de tout coefficient déterminé expérimentalement, ce qui permet d'utiliser les tables numériques quelles que soient les valeurs attribuées à ces coefficients.

La courbe définie par l'équation 11 jouit des propriétés suivantes :

Les coordonnées du point d'ordonnée maximum sont

$$X_m = \frac{1}{4,9651} = 0,20141$$

$$Y_m = 21,202$$

Elle a deux points d'inflexion, un à droite et un à gauche du maximum, dont les coordonnées et les coefficients angulaires de tangentes sont :

$$X = 0,1184 \qquad X = 0,2837$$

$$Y = 9,236 \qquad Y = 16,511$$

$$\frac{dY}{dX} = +268,8 \qquad \frac{dY}{dX} = -79,64$$

Enfin, l'aire de la courbe a la valeur suivante :

$$\int_0^\infty Y\,d\,X = \frac{\pi^4}{15} = 6,49394.$$

Pour les calculs numériques, il est encore plus commode de choisir des variables telles que le maximum corresponde à l'abscisse 1 et à l'ordonnée 1. On posera donc :

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{X}{X_m} = 4,9651\ X = \frac{4,9651}{C}\ T\lambda \\ y &= \frac{Y}{Y_m} = \frac{Y}{21,202} = \frac{C^5}{21,202 \times K} \times \frac{r_\lambda}{T^5} \end{aligned} \right\} \qquad (12)$$

La relation entre x et y devient :

$$y = 142,32 \frac{x^{-5}}{e^{\frac{4,9651}{x}} - 1} = 142,32 \frac{x^{-5}}{10^{\frac{2,15632}{x}} - 1}. \qquad (13)$$

Les points intéressants de cette courbe sont les suivants :

Maximum de y :

$$x_m = 1$$
$$y_m = 1$$

Points d'inflexion :

$$x = 0,5879 \qquad x = 1,4088$$
$$y = 0,4356 \qquad y = 0,7787$$
$$\frac{dy}{dx} = +\ 2,554 \qquad \frac{dy}{dx} = -\ 0,7565$$

L'aire totale de la courbe est

$$\int_0^\infty y\, dx = 1,52074.$$

La table suivante donne les valeurs de y pour des valeurs de x assez rapprochées pour que l'on puisse faire des interpolations si c'est nécessaire. Ces nombres sont représentés par le diagramme figure 40.

TABLE

Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du corps noir.

L'abscisse et l'ordonnée du maximum sont prises comme unité. On a donc :

$$x = \lambda/\lambda_m \qquad y = r/r_m,$$

λ_m et r_m étant la longueur d'onde et l'intensité qui correspondent au maximum de la courbe.

x	y	x	y	x	y
		0,31	0,550 10^{-2}	0,46	14,18 10^{-2}
0,10	4,17 10^{-15}	0,32	0,774	0,47	16,02
0,15	7,91 10^{-9}	0,33	1,062	0,48	17,97
0,20	7,37 10^{-6}	0,34	1,425	0,49	20,03
		0,35	1,870	0,50	22,17
0,21	0,188 10^{-4}	0,36	2,410	0,51	24,39
0,22	0,437 10^{-4}	0,37	3,051	0,52	26,70
0,23	0,931 10^{-4}	0,38	3,801	0,53	29,06
0,24	1,85 10^{-4}	0,39	4,667	0,54	31,48
0,25	3,45 10^{-4}	0,40	5,648	0,55	33,95
0,26	6,10 10^{-4}	0,41	6,76	0,56	36,45
0,27	0,102 10^{-2}	0,42	8,00	0,57	38,98
0,28	0,162	0,43	9,36	0,58	41,52
0,29	0,254	0,44	10,84	0,59	44,08
0,30	0,380 10^{-2}	0,45	12,45 10^{-2}	0,60	46,63 10^{-2}

x	y		x	y		x	y	
0,61	49,17	10^{-2}	1,11	97,47	10^{-2}	1,61	63,10	10^{-2}
0,62	51,70		1,12	97,04		1,62	62,41	
0,63	54,20		1,13	96,59		1,63	61,73	
0,64	56,67		1,14	96,12		1,64	61,05	
0,65	59,08		1,15	95,63		1,65	60,38	
0,66	61,45		1,16	95,11		1,66	59,72	
0,67	63,78		1,17	94,56		1,67	59,06	
0,68	66,06		1,18	93,99		1,68	58,40	
0,69	68,25		1,19	93,39		1,69	57,75	
0,70	70,42		1,20	92,77		1,70	57,11	
0,71	72,48		1,21	92,14		1,71	56,47	
0,72	74,48		1,22	91,50		1,72	55,84	
0,73	76,42		1,23	90,85		1,73	55,21	
0,74	78,28		1,24	90,19		1,74	54,59	
0,75	80,05		1,25	89,51		1,75	53,98	
0,76	81,74		1,26	88,82		1,76	53,37	
0,77	83,36		1,27	88,12		1,77	52,76	
0,78	84,91		1,28	87,41		1,78	52,16	
0,79	86,36		1,29	86,70		1,79	51,57	
0,80	87,74		1,30	85,98		1,80	50,99	
0,81	89,04		1,31	85,26		1,82	49,84	
0,82	90,26		1,32	84,53		1,84	48,70	
0,83	91,40		1,33	83,79		1,86	47,60	
0,84	92,46		1,34	83,05		1,88	46,52	
0,85	93,45		1,35	82,30		1,90	45,46	
0,86	94,35		1,36	81,55		1,92	44,43	
0,87	95,19		1,37	80,80		1,94	43,42	
0,88	95,95		1,38	80,04		1,96	42,43	
0,89	96,63		1,39	79,29		1,98	41,47	
0,90	97,24		1,40	78,53		2,00	40,54	
0,91	97,78		1,41	77,77		2,05	38,27	
0,92	98,26		1,42	77,01		2,10	36,14	
0,93	98,68		1,43	76,26		2,15	[illegible],14	
0,94	99,04		1,44	75,51		2,20	32,28	
0,95	99,34		1,45	74,76		2,25	30,53	
0,96	99,59		1,46	74,01		2,30	28,87	
0,97	99,78		1,47	73,27		2,35	27,31	
0,98	99,90		1,48	72,52		2,40	25,85	
0,99	99,97		1,49	71,78		2,45	24,47	
1,00	100,00		1,50	71,04		2,50	23,18	
1,01	99,98		1,51	70,30		2,55	21,96	
1,02	99,91		1,52	69,56		2,60	20,83	
1,03	99,79		1,53	68,83		2,65	19,76	
1,04	99,63		1,54	68,10		2,70	18,75	
1,05	99,44		1,55	67,38		2,75	17,79	
1,06	99,20		1,56	66,66		2,80	16,88	
1,07	98,92		1,57	65,94		2,85	16,05	
1,08	98,60		1,58	65,2[illegible]		2,90	15,28	
1,09	98,26		1,59	64,51		2,95	14,53	
1,10	97,88	10^{-2}	1,60	63,80	10^{-2}	3,00	13,83	10^{-2}

x	y	x	y	x	y
3,10	12,57 10^{-2}	3,90	6,14 10^{-2}	9,00	0,327 10^{-2}
3,20	11,41	4,00	5,65	10,00	0,223
3,30	10,38	4,50	3,83	15,00	4,78 10^{-4}
3,40	9,47	5,00	2,68	20,00	1,58 10^{-4}
3,50	8,66	6,00	1,421	30,00	32,5 10^{-6}
3,60	7,92	7,00	0,820	40,00	10,5 10^{-6}
3,70	7,26	8,00	0,505 10^{-2}	50,00	4,36 10^{-6}
3,80	6,67 10^{-2}				

On se servira de cette table de la manière suivante.

Soit à tracer la courbe donnant r_λ en fonction de λ pour une valeur donnée T de la température. On calculera d'abord la longueur d'onde λ_m

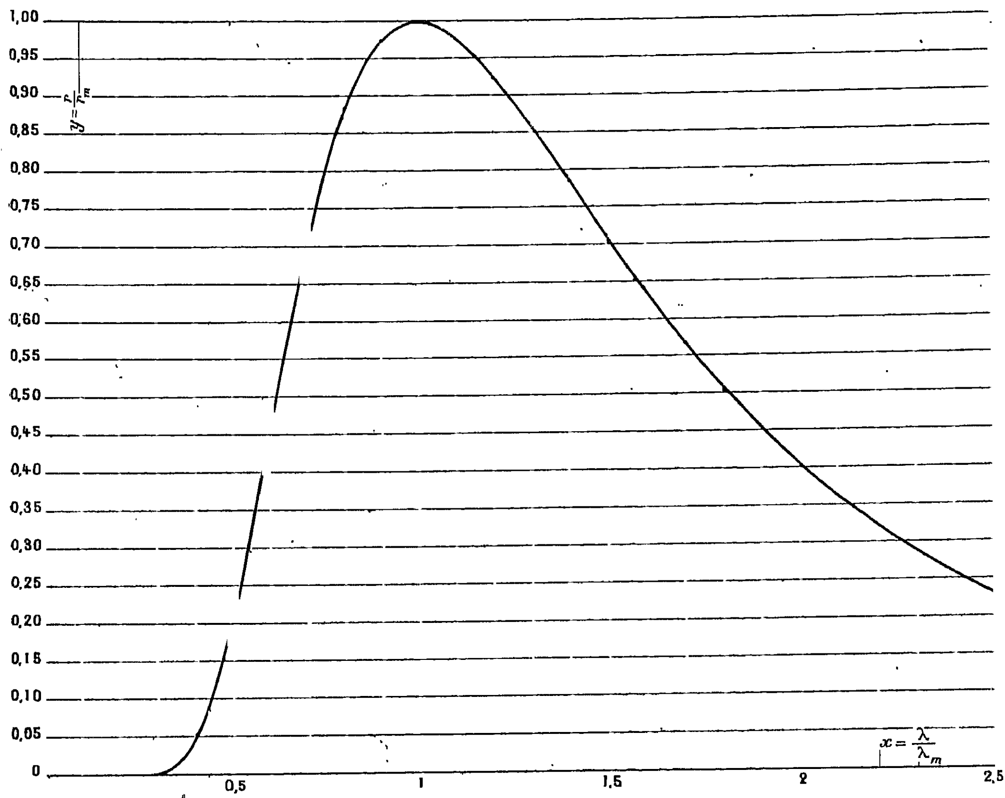


Fig. 40.

correspondant au maximum et la valeur r_m de ce maximum par les formules

$$\lambda_m = \frac{C}{4,9651} \times \frac{1}{T} = \frac{2886}{T}, \tag{14}$$

$$r_m = \frac{21,202 \times K}{C^5} T^5 \cong 1,301 \times \left(\frac{T}{1000}\right)^5. \tag{15}$$

La valeur de x résultera de

$$(16) \quad x = \frac{\lambda}{\lambda_m}.$$

La table fera connaître la valeur correspondante de y, et la valeur de r_λ sera donnée par

$$r_\lambda = y\, r_m. \qquad (17)$$

D'ailleurs, il suffit souvent d'avoir des valeurs proportionnelles à r_λ; les valeurs de y suffisent.

Les facteurs numériques des formules 14 et 15 sont calculés au moyen des valeurs données plus haut pour les constantes fondamentales σ et C. Les unités sont : le micron pour la mesure des longueurs d'onde, le watt et le centimètre carré pour la mesure des puissances rayonnées, le stéradian pour les angles solides.

Aires de la courbe spectrale du rayonnement. — Il est parfois utile de calculer la fraction de la puissance totale qui est rayonnée sous forme de radiations comprises entre deux limites données λ_1 et λ_2. Cette quantité a pour expression :

$$f = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda\, d\lambda}{\int_0^\infty r_\lambda\, d\lambda}.$$

En désignant par x_1 et x_2 les valeurs de x correspondant à λ_1 et λ_2, cette expression peut s'écrire

$$f = \frac{\int_{x_1}^{x_2} y\, dx}{\int_0^\infty y\, dx} = \frac{\int_0^{x_2} y\, dx - \int_0^{x_1} y\, dx}{\int_0^\infty y\, dx}.$$

Le calcul devient immédiat au moyen d'une table des valeurs de la fonction

$$z = \psi(x) = \frac{\int_0^x y\, dx}{\int_0^\infty y\, dx}.$$

TABLE

Valeurs du rapport $z = \int_0^x y \cdot dx : \int_0^\infty y\, dx.$

Cette table est destinée à faire connaître la fraction du rayonnement total émise sous forme de radiations comprises dans un intervalle donné de longueurs d'onde.

La variable x est liée à la longueur d'onde λ par l'égalité $x = \lambda : \lambda_m$ en

désignant par λ_m la longueur d'onde qui correspond au maximum de la courbe spectrale d'énergie.

On a alors

$$f = \psi(x_2) - \psi(x_1).$$

La table suivante donne les valeurs de la fonction z ; elle est représentée par le diagramme figure 41.

x	z	x	z	x	z
0,10	5,5 $\times 10^{-18}$	1,02	26,32 $\times 10^{-2}$	1,82	66,65 $\times 10^{-2}$
0,20	0,04 $\times 10^{-6}$	1,04	27,63	1,84	67,29
0,22	0,31	1,06	28,94	1,86	67,92
0,24	1,6	1,08	30,25	1,88	68,54
0,26	6,4	1,10	31,55	1,90	69,15
0,28	20,3	1,12	32,83	1,92	69,75
0,30	54,7	1,14	34,09	1,94	70,33
0,32	1,28 $\times 10^{-4}$	1,16	35,34	1,96	70,89
0,34	2,69	1,18	36,58	1,98	71,43
0,36	5,17	1,20	37,81	2,00	71,96
0,38	9,21	1,22	39,02	2,1	74,48
0,40	15,4	1,24	40,22	2,2	76,72
0,42	24,3	1,26	41,40	2,3	78,73
0,44	36,6	1,28	42,56	2,4	80,53
0,46	53,0	1,30	43,71	2,5	82,14
0,48	74,1	1,32	44,83	2,6	83,58
0,50	1,005 $\times 10^{-2}$	1,34	45,93	2,7	84,88
0,52	1,33	1,36	47,01	2,8	86,05
0,54	1,71	1,38	48,07	2,9	87,11
0,56	2,16	1,40	49,11	3,0	88,07
0,58	2,67	1,42	50,13	3,1	88,93
0,60	3,25	1,44	51,14	3,2	89,72
0,62	3,90	1,46	52,12	3,3	90,44
0,64	4,61	1,48	53,08	3,4	91,10
0,66	5,39	1,50	54,03	3,5	91,70
0,68	6,22	1,52	54,95	3,6	92,24
0,70	7,12	1,54	55,86	3,7	92,74
0,72	8,07	1,56	56,75	3,8	93,20
0,74	9,08	1,58	57,61	3,9	93,62
0,76	10,14	1,60	58,46	4,0	94,01
0,78	11,23	1,62	59,29	5,0	96,61
0,80	12,37	1,64	60,10	6,0	97,89
0,82	13,55	1,66	60,90	7,0	98,61
0,84	14,75	1,68	61,68	8,0	99,03
0,86	15,98	1,70	62,43	9,0	99,30
0,88	17,23	1,72	63,17	10,0	99,48
0,90	18,50	1,74	63,90	15,0	99,84
0,92	19,78	1,76	64,61	20,0	99,927
0,94	21,08	1,78	65,30	30,0	99,978
0,96	22,39	1,80	65,98 10^{-2}	40,0	99,991
0,98	23,69			50,0	99,995
1,00	25,00 10^{-2}			Infini	100,000 $\times 10^{-2}$

Comme exemple, soit une lampe à incandescence à filament de carbone, que l'on assimile à un corps noir à 2 075° K. Cherchons quelle est la fraction de son rayonnement total qui est sous forme de radiations visibles, entre $\lambda_1 = 0^\mu,4$ et $\lambda_2 = 0^\mu,75$.

La formule 14 donne $\lambda_m = 1^\mu,390$. Les valeurs de x_1 et x_2 sont par suite

$$x_1 = 0,287 \qquad x_2 = 0,540.$$

La table donne pour z, les valeurs 4×10^{-5} et 0,017. On en déduit, pour la fraction cherchée, le nombre 0,017 (moins de 2 %).

Étendue du spectre. — Bien que, théoriquement, le spectre du corps noir

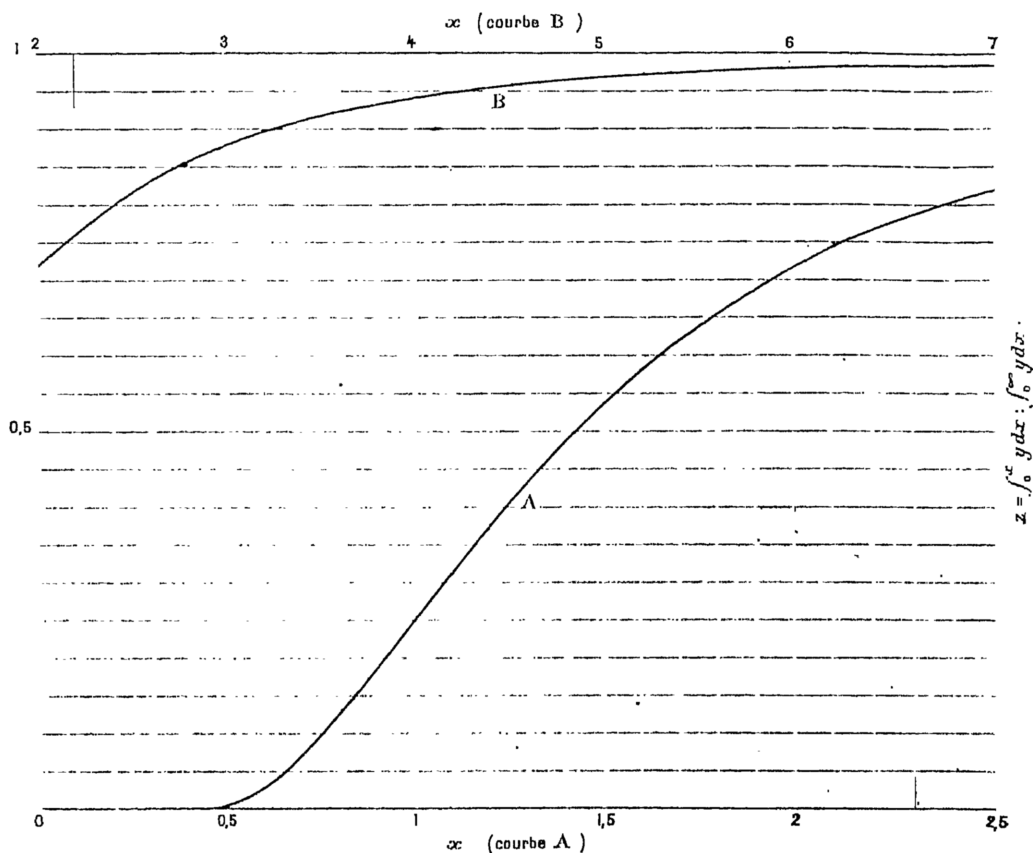


Fig. 41.

à une température quelconque s'étende indéfiniment dans les deux sens (de $\lambda = 0$ à $\lambda = \infty$), l'intensité devient insensible en dehors de certaines limites. Si on se limite à la région où l'intensité ne tombe pas au-dessous de 1/1000 de l'intensité maximum, on trouve que le spectre ainsi défini

s'étend depuis le quart de la longueur d'onde du maximum jusqu'à 13 fois cette longueur d'onde; quelle que soit la température, le spectre ainsi limité s'étend sur six octaves environ.

Courbes isochromatiques. — Pour juger de la croissance de chaque radiation simple en fonction de la longueur d'onde, il est commode d'employer une autre représentation de la formule de Planck.

Soit une radiation définie par sa longueur d'onde λ. La radiance spectrale énergétique correspondante r_λ est uniquement fonction de la température, fonction définie par l'équation 10 dans laquelle λ est une constante. La courbe obtenue en portant en abscisses les valeurs de T et en ordonnées

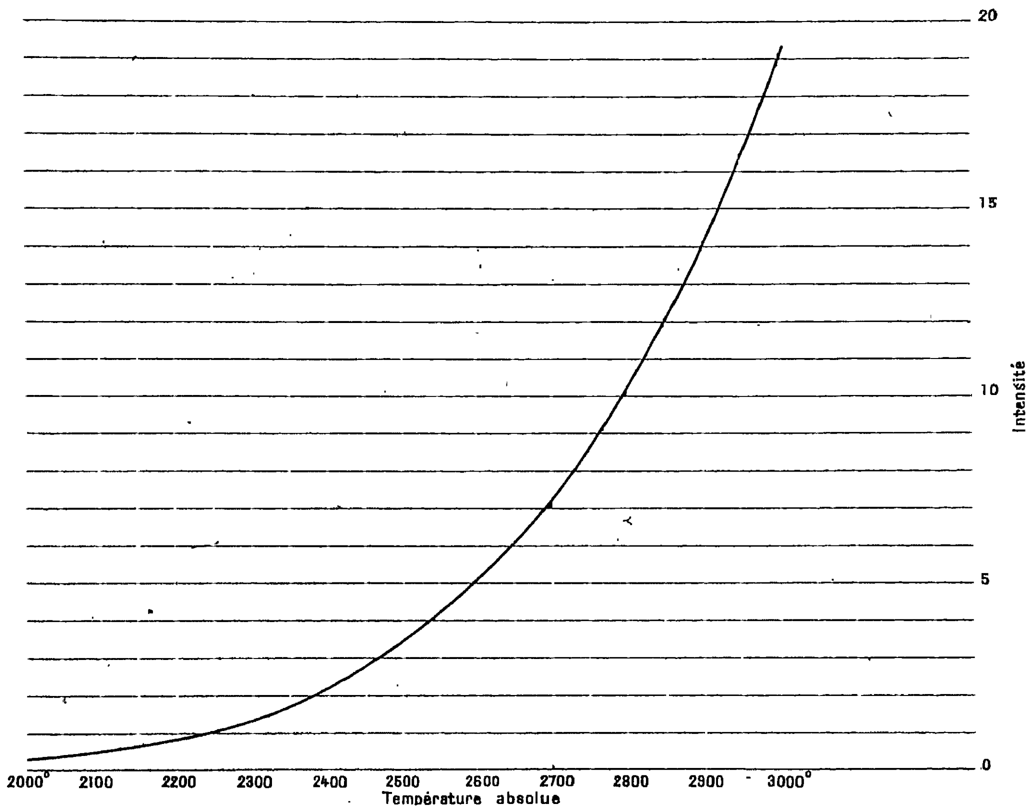


Fig. 42.

les valeurs correspondantes de r_λ pour une longueur d'onde donnée est une *courbe isochromatique*. En donnant à λ successivement les diverses valeurs, on aura le réseau des courbes isochromatiques.

La figure 42 donne la courbe correspondant à la radiation $0^\mu,555$. Les ordonnées croissent si rapidement que l'on ne peut représenter sur un même

graphique qu'une petite partie de la courbe; la figure est limitée aux températures 2 000° et 3 000° K, et dans cet intervalle l'intensité de la radiation $0^{\mu},555$ varie dans le rapport de 1 à 73.

La rapidité de croissance en fonction de la température peut être définie par la quantité

$$p = \frac{dr_\lambda}{r_\lambda} : \frac{dT}{T}.$$

Si l'on connaît la valeur numérique de p on peut dire qu'au voisinage de T le rayonnement de la radiation λ croît comme la puissance p de la température. En dérivant l'expression (10) par rapport à T, on trouve :

$$p = \frac{dr_\lambda}{r_\lambda} : \frac{dT}{T} = \frac{C}{\lambda T} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{C}{\lambda T}}}.$$

En introduisant la longueur d'onde λ_m correspondant au maximum d'émission pour la température T, donnée par l'équation 14, ainsi que la variable $x = \frac{\lambda}{\lambda_m}$, cette expression peut s'écrire

$$p = \frac{4,96}{x} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\frac{4,96}{x}}}. \qquad (18)$$

Dans beaucoup de cas l'exponentielle qui figure au dénominateur est négligeable devant l'unité, et l'on peut écrire

$$p = \frac{4,96}{x}. \qquad (19)$$

Cela correspond, dans les cas qui intéressent la production de la lumière, à des croissances extrêmement rapides. Prenons par exemple la radiation $\lambda = 0^{\mu},555$. On trouve, aux diverses températures, les valeurs suivantes de la quantité p :

T	p
2 000° K.	12,9
2 500°	10,3
3 000°	8,6
3 500°	7,4
4 000°	6,4

Aux températures comprises entre 2 000° et 3 000° K, qui sont celles de nos sources usuelles de lumière, p est de l'ordre de 10; une variation de 1 % sur la température (environ 25°) fait varier de 10 % le rayonnement de la radiation $0^{\mu},555$.

Pour le rayonnement total, la variation est beaucoup moins rapide; la loi de Stefan donne en effet

$$\frac{dW}{W} : \frac{dT}{T} = 4.$$

Ces faits expliquent l'amélioration rapide du rendement lumineux lorsque la température s'élève.

Formes simplifiées de l'équation de Planck. — La formule de Planck (10) ou ses formes réduites (11) et (13) se simplifient lorsque λ est petit ou lorsqu'il est grand.

Pour les petites valeurs de $\frac{\lambda T}{C}$, ou de la variable x, l'exponentielle qui est au dénominateur est très grande devant l'unité, et le terme -1 peut être négligé. Les équations deviennent alors :

$$r_\lambda = K \lambda^{-5} e^{-\frac{C}{\lambda T}} \qquad (10')$$

$$Y = X^{-5} e^{-\frac{1}{X}} \qquad (11')$$

$$y = 142,32\ x^{-5}\ 10^{-\frac{2,15632}{x}}. \qquad (13')$$

Cette équation simplifiée, beaucoup plus commode que celle de Planck, est l'équation de Wien.

Si l'on ne veut pas commettre d'erreur supérieure à 1 $^0/_0$ on peut employer l'équation de Wien toutes les fois que l'on a

$$e^{\frac{C}{\lambda T}} > 100,$$

ce qui conduit à

$$\lambda < 1,1\ \lambda m$$

ou

$$x < 1,1.$$

Dans toute la partie de la courbe qui est du côté des petites longueurs

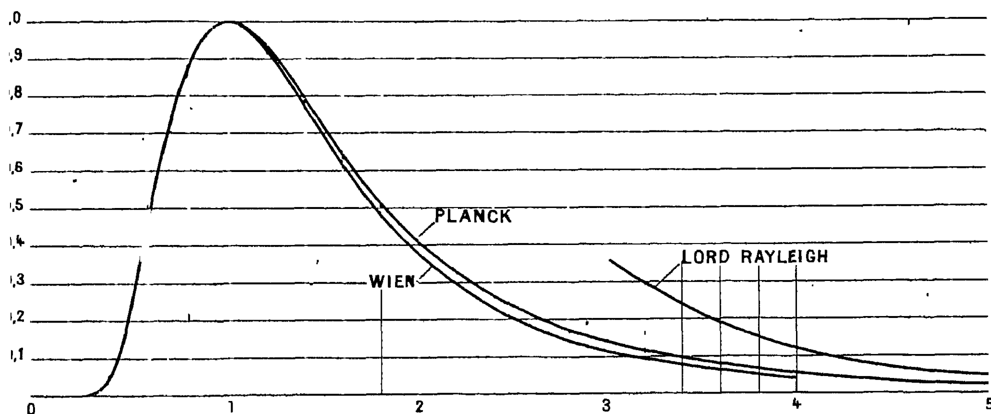


Fig. 43.

d'onde par rapport au maximum l'équation de Wien peut être employée; dans la partie qui est à droite du maximum, elle s'écarte de plus en plus de la formule de Planck. La figure 43 donne les courbes représentées par les deux formules.

Pour les très grandes valeurs de X ou de x, l'exponentielle qui figure au dénominateur de la formule de Planck devient très voisine de 1, et peut être développée en série suivant les puissances croissantes de $1/x$. En bornant le développement final à trois termes, on obtient les formules suivantes :

$$Y = X^{-4} - \frac{1}{2} X^{-5} + \frac{1}{12} X^{-6}, \qquad (11'')$$

$$y = 28{,}66\, x^{-4} - 71{,}16\, x^{-5} + 58{,}9\, x^{-6}. \qquad (13'')$$

Ces formules donnent des résultats suffisamment exacts pour les valeurs de x supérieures à 4, et sont alors très commodes pour les calculs numériques.

En les réduisant à leur premier terme (en X^{-4}) on obtient la formule de Lord Rayleigh, qui est d'un grand intérêt théorique, mais ne présente pas d'utilité pratique, car elle ne donne des résultats exacts que pour les valeurs extrêmement grandes de la variable (voir fig. 43).

4. Émission lumineuse par le corps noir. — Ce qui précède est relatif au rayonnement du corps noir étudié du point de vue énergétique, sans aucune considération spéciale sur la production de radiations visibles. Il est très important d'etudier ce rayonnement comme producteur de lumière.

Aux températures peu élevées, pratiquement tout le rayonnement du corps noir est dans la partie infra-rouge; il ne produit aucune impression lumineuse. Un peu au-dessous de 500° C (vers 700° K) les radiations visibles commencent à avoir une intensité suffisante pour impressionner la rétine; le corps devient lumineux. A mesure que la température s'élève au-dessus de ce point, un double changement se produit;

1° Toutes les radiations visibles augmentent l'intensité avec une extraordinaire rapidité. Il en résulte que la brillance va très rapidement en croissant. Elle croît beaucoup plus rapidement que le rayonnement total; l'efficacité lumineuse augmente, du moins jusqu'aux températures voisines de 6 000°;

2° La composition du rayonnement se modifie, les courtes longueurs d'onde prenant de plus en plus d'importance dans l'ensemble. La couleur se modifie.

On va examiner successivement ces divers effets.

5. Brillance du corps noir. — Elle est une fonction très rapidement croissante de la température. On peut la déterminer par des expériences directes; le *corps noir* sera un four à température aussi uniforme que possible, dont on verra l'intérieur par une petite ouverture. L'expérience consistera en mesure de la brillance de cette ouverture et détermination

simultanée de la température du four. La mesure de la brillance présente en général les difficultés inhérentes aux comparaisons hétérochromes, car le four ne donne qu'à une seule température la même teinte que la source de comparaison (lampe électrique à incandescence servant d'étalon). La partie la plus difficile du problème est la mesure de la température, surtout aux températures élevées où l'on ne dispose pas d'autres pyromètres que les pyromètres à rayonnement.

On peut aussi étudier cette brillance par le calcul, en partant des données suivantes :

1° Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du corps noir (formule de Planck);

2° Courbe de visibilité relative des radiations (chapitre III, § 9);

3° Équivalent mécanique minimum de la lumière.

Au moyen des courbes 1° et 2° on tracera la courbe spectrale de luminosité; l'aire de cette courbe donne le rayonnement en watts par centimètre carré, d'où l'on déduit la radiance lumineuse ou enfin la brillance.

Ce calcul a été fait par divers physiciens, en particulier par Boutaric et Vuillaume **[39]**; les résultats donnés par divers auteurs présentent entre eux quelques divergences à cause des valeurs différentes adoptées pour les données numériques (constantes de la formule du rayonnement, équivalent mécanique de la lumière, courbe de visibilité relative). Les résultats numériques que l'on va donner sont ceux qui ont été calculés récemment par Ives **[40]**, en partant des données qui sont celles adoptées dans cet ouvrage.

Les résultats de Ives sont très bien représentés par la formule empirique suivante :

$$\log B = 7{,}1842 - 1{,}1444 \left(\frac{10^4}{T}\right) + 0{,}00736 \left(\frac{10^4}{T}\right)^2. \qquad (12)$$

B est la brillance en bougies par centimètre carré, et T la température absolue.

La table suivante donne, dans la deuxième colonne, les brillances calculées par Ives et dans la troisième les valeurs déduites de la formule 12; la concordance est presque parfaite (1) à partir de 1 400°.

D'autre part, ces résultats sont en excellent accord avec les mesures directes de brillance à des températures connues. La dernière colonne de la table donne les valeurs résultant des mesures de Hyde, Forsythe et Cady **[41]**, après révision des calculs de ces auteurs par Ives **[40]**. La concordance est aussi parfaite que possible.

---

(1) La concordance, pourrait être encore améliorée aux températures peu élevées par l'introduction d'un terme en $1/T^3$, mais cela ne présente pas grand intérêt.

Brillance du corps noir (exprimée en bougies par centimètre carré).

T	Brillance calculée — Ives	Brillance calculée — formule (12)	Brillance observée (Hyde, etc.)
1 200° K	0,0141	0,0144	
1 400	0,242	0,2429	
1 600	2,08	2,085	
1 700	5,10	5,093	5,06
1 750	7,69	7,676	7,63
1 800	11,3	11,31	11,2
1 850	16,4	16,35	16,2
1 900	23,2	23,17	23,0
1 950	32,3	32,29	32,0
2 000	44,4	44,28	44,0
2 050	59,9	59,90	59,6
2 100	79,8	79,73	79,6
2 150	105	104,9	104,9
2 200	137	136,3	136,4
2 250	175	175,1	175
2 300	223	222,7	222
2 350	281	280,4	280
2 400	350	349,6	350
2 450	433	432,3	433
2 500	531	530,2	527
2 550	645	644,9	641
2 600	780	778,9	775
2 650	934	934,3	927
3 000	2 830	2 827	
4 000	$2,33 \times 10^4$	$2,340 \times 10^4$	
5 000	$8,40 \times 10^4$	$8,410 \times 10^4$	
6 000	$1,98 \times 10^5$	$1,983 \times 10^5$	
7 000	$3,67 \times 10^5$	$3,667 \times 10^5$	
8 000	$5,82 \times 10^5$	$5,824 \times 10^5$	
10 000	$1,115 \times 10^6$	$1,115 \times 10^6$	

En vue de la réalisation d'un étalon primaire de lumière, Fleury a aussi mesuré la brillance du corps noir dans des conditions déterminées **[43]**. Bien que la température n'intervienne pas directement dans ses expériences, il donne les valeurs probables des températures correspondantes (1). Le tableau suivant donne les nombres trouvés par Fleury ainsi que le résultat du calcul par la formule 12. L'accord est pleinement satisfaisant.

Température	Brillance — Fleury	Brillance — Formule 12
2 069° K.	67,1	66,82
2 073	68,5	68,39
2 077	69,9	69,90

(1) En refaisant le calcul des températures avec les données admises ici pour les constantes du rayonnement, on retombe sur les nombres de Fleury à 0°,1 près.

Enfin Ives, également en vue de résoudre le problème de l'étalon primaire, a mesuré la brillance du corps noir à la température de fusion du platine [42]; il trouve 55,40 bougies par centimètre carré. Il admet (1) d'autre part pour la température de fusion du platine la valeur 2 037° K. La formule 12 donne pour la brillance le nombre 55,40, exactement identique au résultat expérimental de Ives.

La table suivante donne, dans sa troisième colonne, les valeurs de la brillance calculée au moyen de la formule 12 pour une série de températratures. On parlera un peu plus loin des autres données contenues dans ce tableau.

TEMPÉRATURE absolue	RADIANCE énergétique watts : cm²	DONNÉES VISUELLES		CONSOMMATION spécifique watts : lumen	RENDEMENT lumineux
		Brillance Bougies : cm²	Radiance Lumens : cm²		
1 200° K	11,84	0,0144	0,0452	262	0,0000061
1 400	21,93	0,2429	0,763	28,7	0,000056
1 600	37,41	2,085	6,550	5,71	0,000282
1 700	47,68	5,093	16,00	2,98	0,000540
1 750	53,53	7,676	24,11	2,220	0,000725
1 800	59,93	11,31	35,53	1,687	0,000954
1 850	66,87	16,35	51,36	1,302	0,00124
1 900	74,40	23,17	72,79	1,022	0,00158
1 950	82,55	32,29	101,4	0,814	0,00198
2 000	91,34	44,28	139,1	0,657	0,00245
2 050	100,83	59,90	188,2	0,536	0,00300
2 100	111,03	79,73	250,5	0,443	0,00363
2 150	121,99	104,9	329,5	0,370	0,00435
2 200	133,74	136,3	428,2	0,3123	0,00516
2 250	146,32	175,1	550,1	0,2660	0,00605
2 300	160,30	222,7	699,6	0,2291	0,00703
2 350	174,11	280,4	880,9	0,1977	0,00814
2 400	189,41	349,6	1 098,3	0,1725	0,00933
2 450	205,70	432,3	1 358	0,1515	0,01063
2 500	223,00	530,2	1 666	0,1338	0,01203
2 550	241,39	644,9	2 026	0,1191	0,01352
2 600	260,89	778,9	2 447	0,1066	0,01510
2 650	281,54	934,3	2 935	0,0959	0,01679
2 700	303,40	1 114	3 500	0,0867	0,01857
2 750	326,50	1 319	4 144	0,0788	0,0204
2 800	350,91	1 552	4 876	0,0720	0,0223
2 850	376,6	1 817	5 708	0,0660	0,0244
2 900	403,8	2 116	6 648	0,0607	0,0265
2 950	432,4	2 452	7 703	0,0561	0,0287
3 000	462,4	2 827	8 881	0,0521	0,0309
3 500	856,7	9 432	29 630	0,02891	0,0557

(1) Il règne d'ailleurs une certaine incertitude sur ce nombre, en sorte que la concordance trouvée est en partie accidentelle. D'une manière plus générale, les calculs de brillance et les mesures de températures (qui ne peuvent être faites que par des méthodes de rayonnement) ne sont pas complètement indépendantes, car les deux opérations font intervenir les constantes de la loi du rayonnement.

TEMPÉRATURE absolue	RADIANCE énergétique watts : cm²	DONNÉES VISUELLES Brillance Bougies : cm²	Radiance Lumens : cm²	CONSOMMATION spécifique watts : lumen	RENDEMENT lumineux
—	—	—	—	—	—
4 000° K	1 461	$2{,}340 \times 10^4$	$7{,}351 \times 10^4$	0,01987	0,0810
5 000	3 568	$8{,}410 \times 10^4$	$2{,}642 \times 10^5$	0,01350	0,1103
6 000	7 399	$1{,}983 \times 10^5$	$6{,}230 \times 10^5$	0,01188	0,1355
7 000	13 707	$3{,}667 \times 10^5$	$1{,}152 \times 10^6$	0,01190	0,1352
8 000	23 384	$5{,}824 \times 10^5$	$1{,}830 \times 10^6$	0,01278	0,1260
10 000	57 090	$1{,}115 \times 10^6$	$3{,}503 \times 10^6$	0,01630	0,0988

On remarquera la croissance extrêmement rapide de la brillance avec la température. Aux environs de 2 500° K, une variation de 10° fait varier la brillance d'environ 4 %. De la formule (12) on déduit :

$$\frac{dB}{B} : \frac{dT}{T} = 2{,}635 \frac{10^4}{T} - 0{,}034 \left(\frac{10^4}{T}\right)^2.$$

Le tableau suivant (page 135) donne quelques valeurs du rapport $\frac{dB}{B} : \frac{dT}{T}$, ainsi que les valeurs de $\frac{dB}{B}$ pour $dT = 1°$.

Si, pour une certaine température, on a $\frac{dB}{B} : \frac{dT}{T} = p$, on peut dire qu'au voisinage de cette température la brillance croît comme T^p. Ainsi, vers 2 500° K, la brillance croît comme la 10e puissance de T.

Ce nombre p diffère extrêmement peu de la quantité analogue définissant le taux d'accroissement de l'intensité de la radiation $0^\mu,555$ émise par le corps noir, en fonction de la température (voir page 128). Cela tient à ce que la sensibilité de l'œil se réduit à un domaine spectral étroit dont la radiation $0^\mu,555$ occupe le milieu. Dans bien des cas, on arrive à des résultats presque exacts en regardant la sensibilité de l'œil, dans l'ensemble du spectre, comme monochromatique.

6. Comparaison du rayonnement lumineux avec le rayonnement énergétique. Efficacité et rendement. — La loi de Stefan (voir § 3) donne la radiance énergétique totale du corps noir. En comparant le rayonnement lumineux avec la puissance rayonnée on obtient la valeur de l'efficacité lumineuse du rayonnement (lumen par watt) et de la consommation spécifique (watts par lumen). Dans le tableau de la page 133, les colonnes 5, 6 et 7 donnent ces diverses quantités ainsi que celles du *rendement* (voir page 48).

On remarquera avec quelle rapidité croît l'efficacité aux températures comprises entre 2 000° et 3 000° K, qui sont celles de la plupart de nos sources de lumière.

Taux de croissance de la brillance du corps noir en fonction de la température.

T	$\frac{dB}{B} : \frac{dT}{T}$	$\frac{dB}{B}$ pour $dT = 1^{\circ}$
1 500° K	16,0	10,7 × 10^{-3}
2 000	12,4	6,2
2 100	11,8	5,6
2 200	11,3	5,1
2 300	10,9	4,7
2 400	10,5	4,4
2 500	10,1	4,0
2 600	9,7	3,7
2 700	9,4	3,5
2 800	9,0	3,2
2 900	8,7	3,0
3 000	8,5	2,8
3 500	7,2	2,1
4 000	6,4	1,6
5 000	5,2	1,04
6 000	4,4	0,73 × 10^{-3}

L'efficacité passe par un maximum au voisinage de 6 000°; on a alors:

Efficacité = 84 lumens : watt
Consommation spécifique = 0,0119 watt : lumen
Rendement lumineux = 0,135.

Cette température est à peu près celle du soleil, qui rayonne à peu près comme un corps noir. On a vu (page 43) que les déterminations directes sur le soleil avant toute absorption atmosphérique donnent 94 lumens : watt.

Des nombres de cet ordre correspondent à peu près au maximum d'efficacité d'un *rayonnement de corps noir* donnant de la *lumière blanche.* Toutefois si ce rayonnement était privé de sa partie non visible (ultra-violet et surtout infra-rouge) l'efficacité serait considérablement augmentée. En prenant le corps noir à 5 200° K, et limitant son rayonnement aux longueurs d'onde (1) $0^{\mu},40$ et $0^{\mu},75$, on trouve une efficacité de 210 lumens par watt et une consommation spécifique de 0,0047 watt : lumen; c'est là le minimum réalisable de consommation spécifique pour de la lumière blanche. Le rendement est alors de 0,33 environ.

(1) Ces limites sont, évidemment, un peu arbitraires. On changerait bien peu les propriétés visuelles du rayonnement en le limitant à $0^{\mu},70$; cela élèverait l'efficacité à 240 lumens par watt et le rendement à 0,38.

7. Couleur du rayonnement émis par le corps noir. — La composition du rayonnement émis change énormément avec la température. Pour ce qui concerne la *couleur* du rayonnement émis, seule la partie du spectre comprise entre les longueurs d'onde $0^{\mu},4$ et $0^{\mu},8$ est intéressante; d'autre part, pour la question de couleur, les valeurs absolues des intensités ne sont pas à considérer, mais seulement les rapports des intensités. Ces considérations ont conduit au mode de représentation suivant de la courbe spectrale d'intensité énergétique.

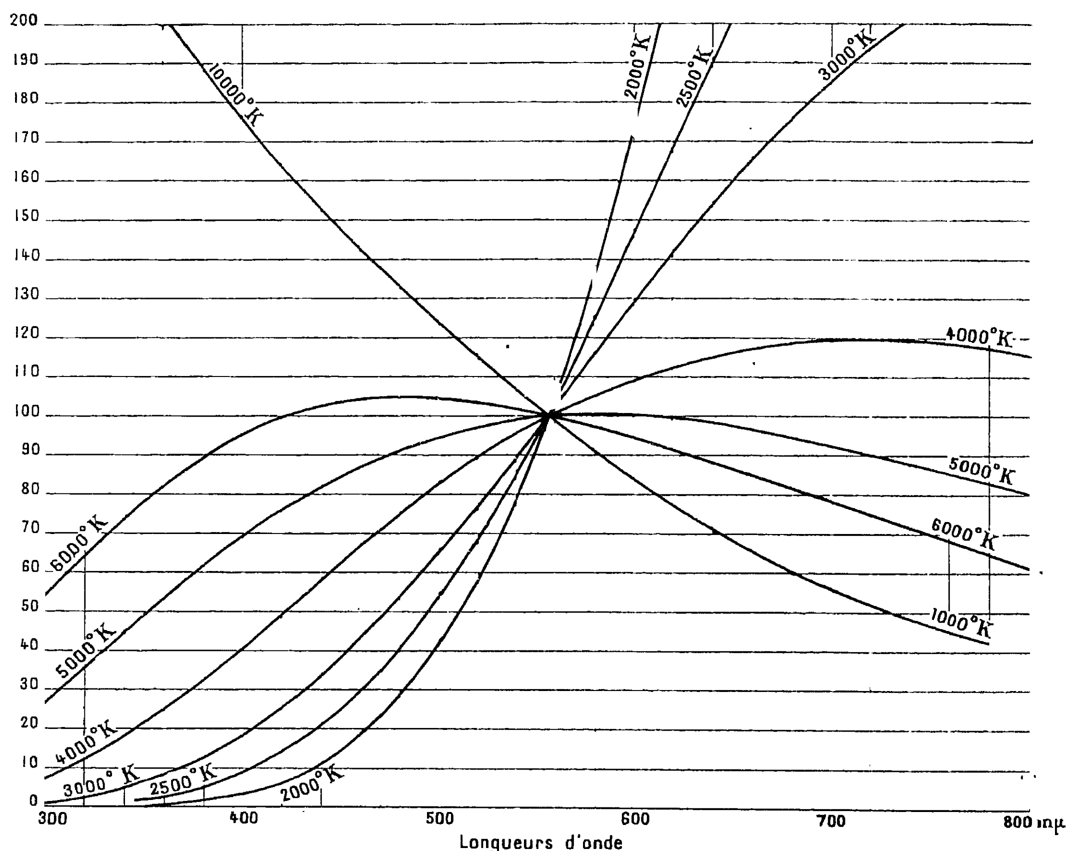


Fig. 44.

On trace la courbe d'énergie en prenant, pour chaque cas, une unité d'intensité telle que l'ordonnée correspondant à la radiation $0^{\mu},555$ soit égale à l'unité. En d'autres termes, si l'ordonnée de la courbe d'énergie est r_0 pour la radiation $0^{\mu},555$ et r pour la radiation λ, l'ordonnée correspondant à cette radiation sera $y = \frac{r}{r_0}$. Les diverses courbes ainsi tracées pour divers

rayonnements font immédiatement connaître leurs différences de composition dans la partie visible du spectre, sans égard à la valeur absolue de ces rayonnements.

La figure 44 donne les courbes ainsi définies pour le rayonnement du corps noir à diverses températures. On voit qu'aux températures peu élevées, les grandes longueurs d'onde sont énormément prédominantes ; elles le sont encore fortement aux températures de 2 000° à 3 000 K°, qui sont celles de la plupart de nos sources usuelles. A 5 200 K° on a une courbe dont le maximum est de $0^{\mu},555$; c'est celle qui correspond au *blanc*. Au delà, le maximum se déplace vers le *bleu*.

Les températures au-dessous de 700° K ne figurent pas sur ce diagramme, parce que l'intensité des radiations visibles n'est pas suffisante pour donner une impression visuelle. C'est une question assez délicate que de fixer, lorsque la température s'élève, l'apparition de la première trace de lumière visible. De plus, le début de la luminosité correspondant à une brillance extrêmement faible, il y a uniquement vision par les bâtonnets, sans sensation de couleur; aussi, bien que le rouge soit prédominant dans le rayonnement émis, est-il impossible de fixer une teinte à la lumière perçue. C'est seulement à une température un peu plus élevée que l'on a une impression nettement rouge.

8. Propriétés rayonnantes des corps non noirs. — Tout corps solide peut émettre, comme le corps noir, un *rayonnement thermique*, sans autre excitation que celle résultant de sa température. Bien que parfois très différent de celui du corps noir, le rayonnement thermique d'un corps quelconque est lié à celui du corps noir par l'intermédiaire du *pouvoir absorbant* ou *facteur d'absorption*.

Cette notion du *pouvoir absorbant* d'une surface est relative à ce qui se produit lorsque cette surface *reçoit* un rayonnement venant de l'extérieur. Supposons que sur la surface tombe un flux W d'une radiation monochromatique de direction déterminée et polarisée dans un plan déterminé. Une partie de ce flux est *absorbé ;* soit w sa valeur, en comptant comme absorbé ce qui n'est ni régulièrement réfléchi, ni transmis ni diffusé; w est donc ce qui est transformé en chaleur. Le rapport $\alpha = \frac{w}{W}$ est le *pouvoir absorbant*, ou mieux le *facteur d'absorption* de la surface pour la radiation simple donnée dans les conditions données. C'est, en général, une fonction de la longueur d'onde (absorption sélective), de l'incidence, et de la direction du plan de polarisation. Cette quantité peut dépendre aussi de toutes les conditions qui définissent l'état de la surface et en particulier de la température.

Ceci posé, cette même surface peut rayonner. Sa brillance énergétique spectrale dépend, comme celle du corps noir, de sa température et de

la longueur d'onde, mais elle dépend en outre de la direction et du plan de polarisation. Soit $\mathcal{B}'$ cette brillance, $\mathcal{B}$ celle du corps noir dans les mêmes conditions (1), on a

$$\mathcal{B}' = \mathcal{B} \times \alpha. \qquad \text{(Loi de Kirchhoff).}$$

La radiance spectrale énergétique pour une radiation λ s'obtiendra en intégrant $\mathcal{B}'$ dans tout l'espace qui entoure l'élément rayonnant; on fera cela successivement pour les deux directions principales du plan de polarisation, et l'on fera la somme de ces deux valeurs. On obtiendra ainsi une valeur de la radiance $\mathcal{R}'_\lambda$ inférieure à la radiance $\mathcal{R}_\lambda$ qui correspond au corps noir, et l'on peut définir une quantité A_λ, inférieure à 1, par l'égalité

$$\mathcal{R}'_\lambda = A_\lambda \, \mathcal{R}_\lambda.$$

Les propriétés rayonnantes des divers corps dépendent surtout de la manière dont A_λ varie avec la longueur d'onde. Bien que l'on puisse imaginer une infinité de cas différents, les suivants correspondent aux cas les plus intéressants pour l'éclairage.

1° Corps à rayonnement inférieur à celui du corps noir, mais non sélectif. Dans ce cas, A_λ, inférieur à 1, est indépendant de λ. On dit quelquefois que le rayonnement est celui d'un *corps gris*. La courbe spectrale d'énergie est alors la même, à un changement d'échelle près, que celle du corps noir.

Ce cas paraît être à peu près celui des flammes éclairantes des gaz ou vapeurs hydrocarbonées. Ces sources donnent un rayonnement à spectre continu, émis probablement par des particules de charbon; leur spectre est presque identique à celui d'un corps noir à une température qui paraît être réellement celle de la flamme. Mais les valeurs absolues des ordonnées de la courbe sont beaucoup plus faibles que celles du corps noir.

Par exemple, la flamme de l'acétylène donne un rayonnement dont la composition spectrale est à peu près identique à celle du rayonnement du corps noir à 2 360° **[44; 45]**; mais la valeur absolue du rayonnement de la flamme est, à surface égale, beaucoup plus faible que celui du corps noir. La brillance visuelle de la flamme (d'ailleurs variable avec son épaisseur) est d'environ 8 bougies par centimètre carré, tandis que celle du corps noir à 2 360° K est de 296 bougies par centimètre carré, soit 37 fois plus.

2° Les métaux réfractaires, à haute température, donnent un rayonnement sélectif, avec une courbe de pouvoir absorbant qui va en s'élevant vers les petites longueurs d'onde. Cela est lié au fait très général que le

---

(1) Cette dernière quantité ne dépend ni de l'incidence ni du plan de polarisation. Pour une direction donnée du plan de polarisation sa valeur est la moitié de celle qui correspond à l'émission totale, qui est de la lumière naturelle.

pouvoir réflecteur des métaux va en augmentant vers les grandes longueurs d'onde, et que les métaux sont généralement d'excellents réflecteurs pour l'infra-rouge. De là résulte que la courbe spectrale d'énergie, comparée à celle du corps noir, se présente comme l'indique la figure 7, qui se rapporte

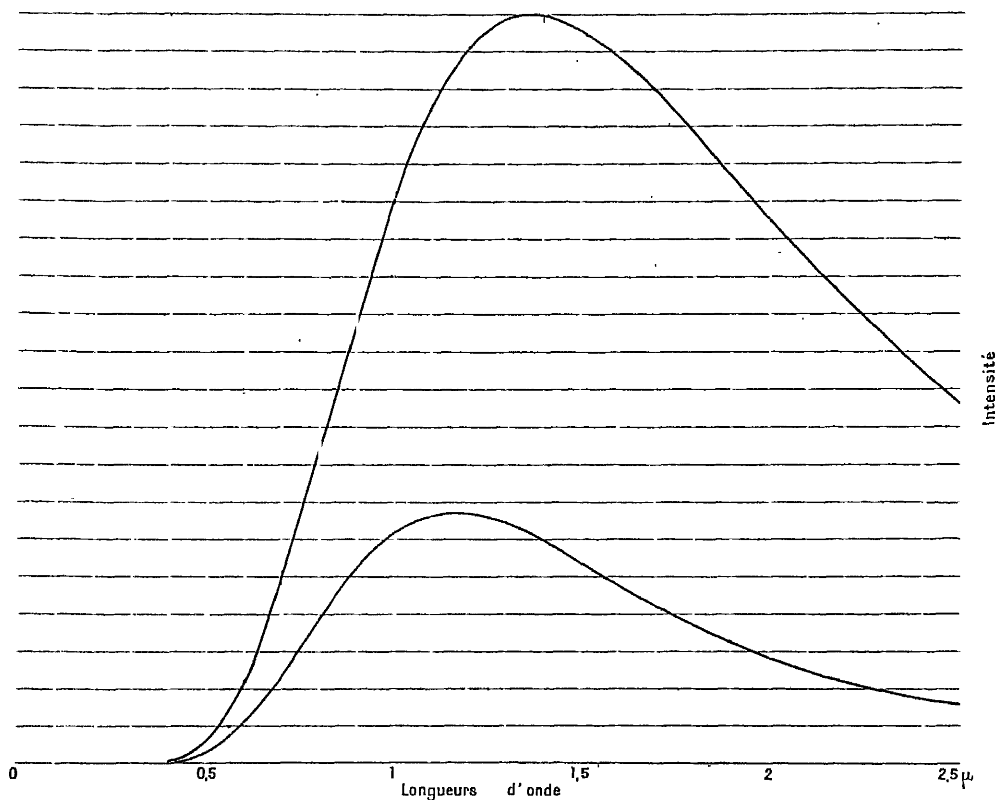


Fig. 45.

au corps noir et au tungstène, tous deux à 2 100° K. On constate qu'à température égale :

1° Le rayonnement total du métal est plus faible que celui du corps noir;

2° La brillance énergétique est, pour chaque radiation, plus faible que celle du corps noir; en particulier la brillance visuelle est plus faible ;

3° L'efficacité lumineuse du rayonnement métallique est plus élevée que celle du corps noir;

4° La couleur du rayonnement n'est pas la même que celle du corps noir; la teinte du rayonnement émis par le métal est moins rouge que celle du corps noir à la même température.

Au lieu de comparer le métal et le corps noir à la même température on peut les comparer à des températures différentes en cherchant à associer les températures de telle manière que l'une des propriétés du rayonnement devienne identique. Le métal étant à la température T, on pourra définir des *températures équivalentes* de corps noir sur l'un des critériums suivants :

1° Égalité du rayonnement total; température de corps noir T_1 inférieure à T ;

2° Égalité de brillance visuelle; température de corps noir $T_2 < T$.

3° Identité de couleur. La courbe spectrale du rayonnement métallique n'est pas une courbe de *corps noir;* cependant, dans la faible étendue du spectre visible, elle se rapproche beaucoup de la courbe du corps noir à une certaine température T_3, supérieure à T. Le corps noir à T_3 donne un rayonnement de *même couleur* que le métal à T. Cette température peut être déterminée très exactement par simple identification des teintes; elle peut être appelée *température de couleur équivalente* (en anglais *color temperature*).

En résumé, le métal étant à T°, on pourra considérer les trois températures de corps noir :

$T_1 < T$ Égalité de rayonnement total;
$T_2 < T$ Égalité de brillance visuelle;
$T_3 > T$ Égalité de couleur;
T Température vraie de la surface rayonnante.

Voici un exemple de correspondance entre les températures que l'on vient de définir, dans le cas du tungstène (Voir plus loin) :

Température vraie	$T = 2\,500°$ K
Température d'égalité de rayonnement total	$T_1 = 1\,859$
Température d'égalité de brillance visuelle	$T_2 = 2\,274$
Température d'égalité de couleur	$T_3 = 2\,557$

Quant aux données numériques (1), on en connaît quelques-unes sur le platine, et de très complètes sur le tungstène à cause de l'importance de ce métal comme corps rayonnant dans les lampes à incandescence.

Pour le *platine*, la brillance visuelle dans la direction normale, à la température de fusion est, d'après les mesures de Violle, de 20 bougies : centimètre carré. La température de brillance équivalente serait de 1 880° K; la température de fusion est 2 037° K. La brillance du corps noir à cette température est de 55,40 bougies : centimètre carré (Voir § 5). Le pouvoir

(1) Elles dépendent de l'état de la surface. C'est pour cela que l'idée de Violle sur l'étalon primaire de lumière ne pouvait conduire qu'à un échec.

absorbant du platine à sa température de fusion, calculé globalement pour les radiations visibles, serait de

$$\frac{20}{55{,}40} = 0{,}36.$$

Le rayonnement total est, lui aussi, très inférieur à celui du corps noir. Le tableau suivant donne, en fonction de la température, le rapport entre le rayonnement total du platine et le rayonnement d'une égale surface d'un corps noir, d'après les mesures de W. Geist **[46]**.

T	RAPPORT du rayonnement total du platine à celui du corps noir
500° K	0,0731
600	0,0841
700	0,0948
800	0,105
900	0,115
1 000	0,1275
1 100	0,134
1 200	0,143
1 300	0,152
1 400	0,161
1 500	0,170
1 600	0,178

Ces nombres sont représentés, en fonction de la température, par l'expression $6{,}22 \times 10^{-4} T^{0{,}767}$ Le rayonnement total du corps noir varie comme la quatrième puissance de T; on voit que le rayonnement total du platine varie proportionnellement à la puissance 4,767 de la température absolue.

Le *tungstène* a été très soigneusement étudié par les physiciens de la General Electric Company, à cause de son application aux lampes à incandescence. On trouvera un exposé très complet de ses propriétés physiques, et en particulier de ses propriétés de rayonnement dans un rapport de Forsythe et Worthing **[54]**. Des mesures ont été faites aussi au laboratoire de la Compagnie des lampes Philips **[55]**.

Comme pour les autres métaux, le rayonnement total est très inférieur à celui du corps noir à la même température; mais le rapport du rayonnement total à celui du corps noir, très faible à basse température, croît lorsque la température s'élève. Pour le tungstène, ce rapport est de 0,032 à 300° K; il monte à 0,114 à 1 000° K et à 0,334 à 3 000° K. La brillance visuelle est aussi plus faible que celle du corps noir, mais le rapport est moins différent de l'unité, et beaucoup moins variable avec la température que pour le rayonnement total; aux températures intéressantes pour les lampes, entre 2 000° et 3 000° K, il se maintient presque constant autour de 0,45.

Le tableau suivant résume brièvement les plus intéressantes données relatives au rayonnement du tungstène :

TEMPÉRATURE de la surface	RAPPORT du rayonnement total à celui du corps noir à la même température	RAPPORT de la brillance visuelle à celle du corps noir à la même température	TEMPÉRATURE de couleur équivalente
1 000° K	0,114	0,464	1 006° K
1 500	0,192	0,457	1 517
1 600	0,207	0,456	1 619
1 700	0,222	0,455	1 722
1 800	0,236	0,454	1 825
1 900	0,249	0,453	1 929
2 000	0,260	0,452	2 033
2 100	0,270	0,450	2 137
2 200	0,279	0,449	2 242
2 300	0,288	0,448	2 347
2 400	0,296	0,447	2 452
2 500	0,303	0,446	2 557
2 600	0,311	0,444	2 663
2 700	0,318	0,443	2 770
2 800	0,323	0,442	2 878
2 900	0,329	0,441	2 986
3 000	0,334	0,440	3 904
3 100	0,337	0,438	3 202
3 200	0,341	0,437	3 311
3 300	0,344	0,436	3 422
3 400	0,348	0,435	3 533
3 500	0,351	0,434	3 646

3° Les corps non métalliques, tels que les oxydes pouvant supporter des températures élevées, ont des propriétés diverses, parfois fortement sélectives, et variables pour un même corps avec la température.

Souvent les corps *blancs* (c'est-à-dire dont le pouvoir absorbant est presque nul pour les radiations visibles) ont une forte absorption dans l'infrarouge. Ces corps, même portés à très haute température, rayonnent très peu de radiations visibles; le rendement lumineux de leur rayonnement est très mauvais. Souvent, d'ailleurs, les propriétés absorbantes ne sont pas les mêmes à haute température qu'à la température ordinaire.

C'est le cas pour le manchon Auer, formé d'oxyde de thorium additionné de 1 % d'oxyde de cérium. A température élevée, ce mélange possède un pouvoir absorbant assez élevé pour les radiations visibles et un pouvoir absorbant très faible pour l'infra-rouge. Par suite, le rayonnement qu'il émet est beaucoup plus riche en radiations visibles que ne le serait le rayonnement du corps noir à la même température. Le rayonnement total étant relativement faible, le manchon atteint une température plus élevée que celle que prendrait un corps noir placé dans la même flamme, et ce fait, joint au grand pouvoir émissif dans la partie visible du spectre, explique l'efficacité lumineuse

relativement élevée du bec Auer [47]. Ces faits indiquent que la courbe spectrale du rayonnement du manchon Auer est très différente de celle du corps noir; même dans le spectre visible la courbe présente une allure tout à fait particulière, et l'on ne peut plus parler de température de couleur équivalente.

9. Composition et propriétés des rayonnements usuels. — On va donner quelques indications sur les rayonnements usuels, indépendamment de la source qui les produit, en utilisant les définitions et les modes de représentation précédemment indiqués.

Courbe spectrale d'énergie. — Si l'on veut s'occuper seulement de la partie visible du spectre, il sera commode de tracer les courbes selon la méthode de la figure 44 (ordonnée ramenée à une valeur constante pour la radiation $0^{\mu},555$).

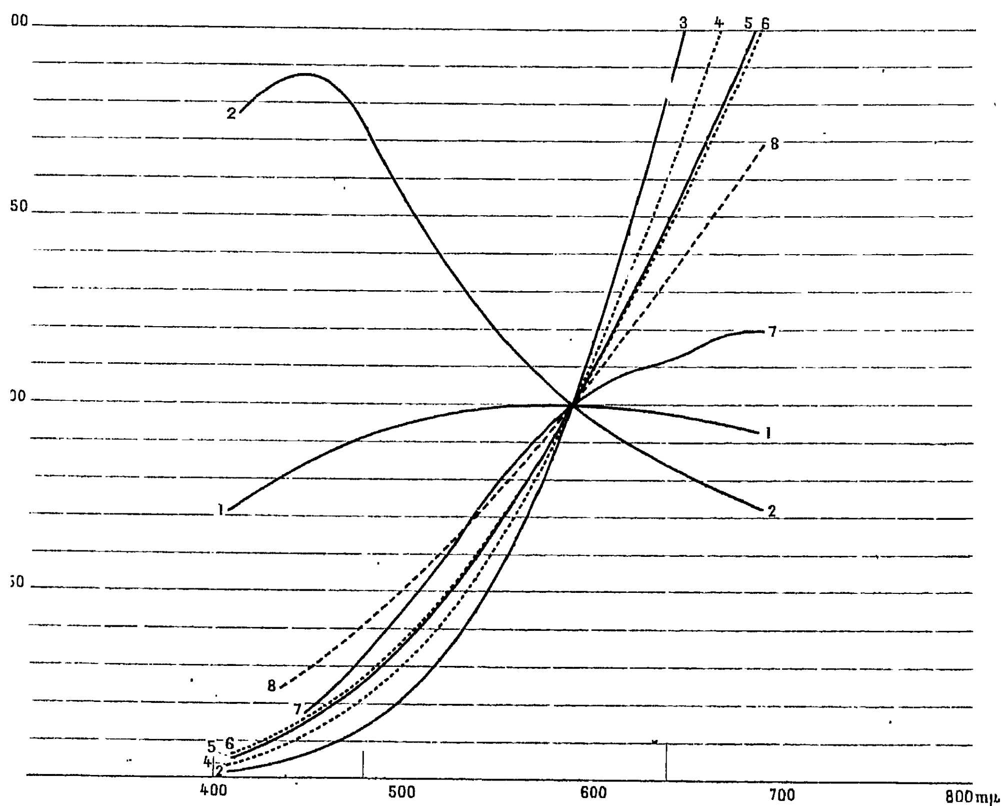


Fig. 46.

1, corps noir à 5000° K; 2, ciel bleu; 3, lampe Hefner; 4, lampe à incandescence à filament de carbone; 5, lampe à acétylène; 6, lampe à incandescence à filament de tungstène dans le vide; 7, bec Auer; 8, arc électrique.

La figure 46 donne quelques courbes ainsi tracées pour des rayonnements usuels [48]. On remarquera que la plupart de ces courbes ont même

allure : courbe fortement montante vers les grandes longueurs d'onde, avec concavité tournée vers le haut. Pour le rayonnement que nous recevons du soleil, la courbe présente un maximun au milieu du spectre visible. La courbe du manchon Auer présente une forme tout à faiẏ particulière, particularité qui se rattache au rayonnement sélectif de ce corps rayonnant.

La figure 47 donne **[49 ; 50]** la partie visible et ultra-violette du rayonnement solaire, tel que nous le recevons au niveau de la mer à travers une atmosphère pure lorsque le soleil est près du zénir.

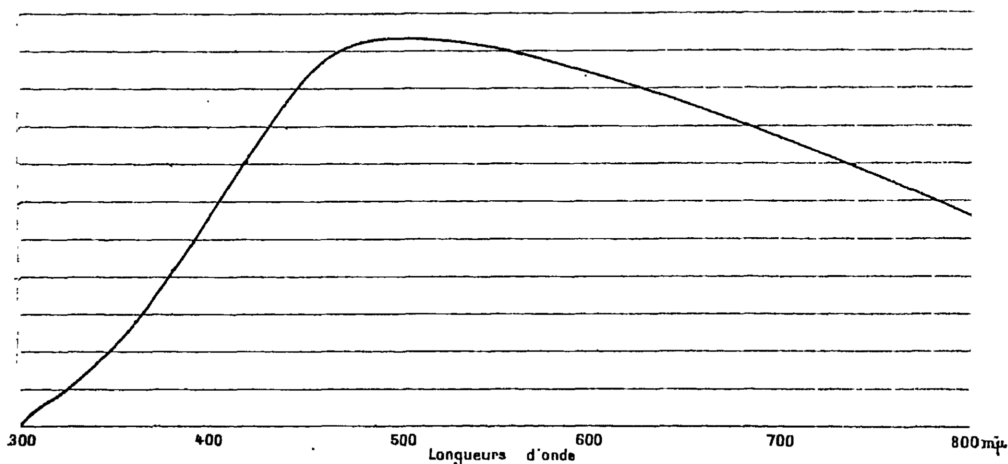


Fig. 47.

Température de couleur équivalente. — Dans la plupart des cas usuels, la courbe peut être superposée, dans la partie visible, à la courbe spectrale du rayonnement d'un corps noir à une certaine température T, qui prendra le nom de *température de couleur équivalente* du rayonnement étudié. Cette température n'a aucune relation immédiate avec celle de la source. Si le rayonnement subit une modification sélective, il peut arriver que la courbe spectrale conserve à peu près la forme de celle du corps noir, mais avec une température de couleur équivalente modifiée. Par exemple, le passage du rayonnement d'une lampe à travers un verre bleu élève considérablement sa température de couleur équivalente,

La température de couleur équivalente peut être évaluée sur la courbe spectrale d'énergie, par comparaison avec le réseau des courbes du corps noir (fig. 44). De ce point de vue, la température de couleur équivalente ne fait guère que caractériser l'inclinaison de la nangente à la courbe spectrale dans sa partie moyenne. L'équation de Wien étant toujours applicable dans cette région, il est facile de voir que le coefficient angulaire de la

courbe $r_\lambda = f(\lambda)$ du corps noir à la température T est donnée par l'équation :

$$\frac{dr_\lambda}{d\lambda} = \frac{r_\lambda}{\lambda}\left(\frac{C}{\lambda T} - 5\right),$$

qui devient, enfaisant $\lambda \times 0^\mu 555$,

$$\frac{dr_\lambda}{d\lambda} = \frac{r_\lambda}{\lambda}\left(\frac{25780}{T} - 5\right).$$

Cette équation permettra de calculer T si l'on a mesuré, sur la figure, le coefficient angulaire de la tangente à la courbe au point $\lambda = 0^\mu,555$; la courbe du corps noir recouvrira plus ou moins exactement celle du rayonne-

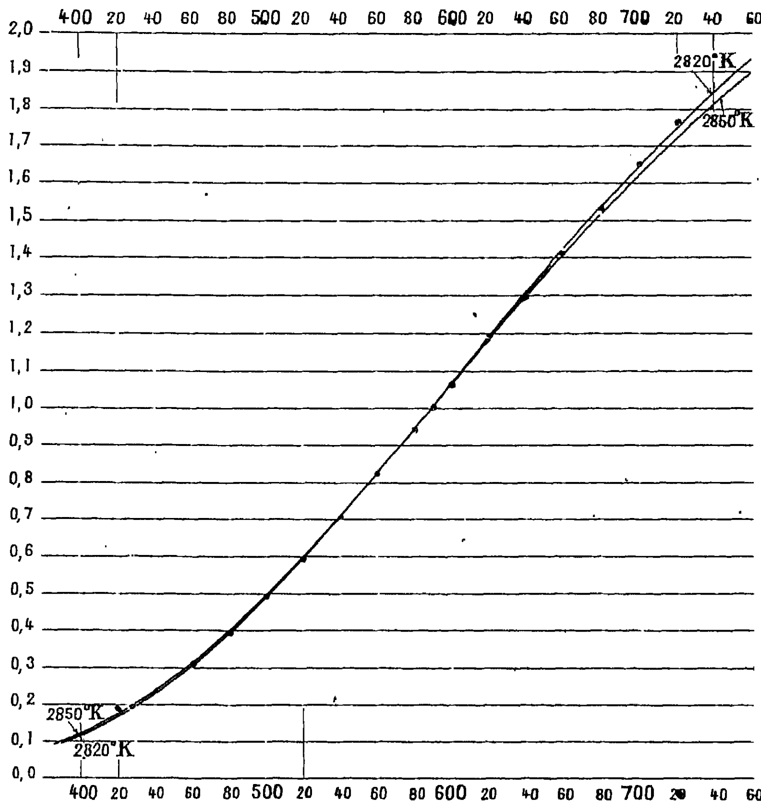


Fig. 48.

ment étudié. Dans beaucoup de cas, la coïncidence est excellente; la figure 48 est relative à une lampe à filament de tungstène à atmosphère gazeuse **[51]**; les points sont relatifs aux mesures faites sur le rayonnement de la

lampe, et les deux courbes se rapportent au rayonnement du corps noir à 2 820° et 2 850° K.

La température de couleur équivalente peut être déterminée directement par une simple égalisation de couleur. On éclaire les deux plages d'un photomètre, l'une avec le rayonnement étudié, l'autre avec le rayonnement d'un corps noir dont on peut modifier la température, ou d'une source modifiable donnant le spectre du corps noir. En maintenant l'égalité de brillance des deux plages, on modifie la source de comparaison jusqu'à ce que les deux rayonnements donnent la même impression de couleur; à ce moment, les deux sources ont la même température de couleur équivalente. L'expérience montre que cette simple opération se fait avec une grande précision; par exemple **[53]** aux environs de 2 400° K elle ne comporte pas une incertitude de plus de 3 degrés.

Le tableau suivant donne les températures de couleur équivalentes d'un certain nombre de rayonnements usuels; dans un certain nombre de cas, ces données numériques ne comportent pas une grande précision, parce que le rayonnement est variable; c'est ce qui a lieu pour le rayonnement reçu du soleil ou du ciel, dont la composition subit de grandes variations avec l'état de l'atmosphère. Le rayonnement des lampes électriques peut varier dans de très larges limites selon que la lampe est plus ou moins « poussée »; en diminuant la tension sous laquelle la lampe est alimentée, on peut abaisser la température autant qu'on le veut, tandis que vers les températures croissantes on est limité par la durée de plus en plus faible de la lampe. Dans la table suivante, le régime des lampes au tungstène est celui qui lui donne une vie moyenne de 1 000 heures.

Température de couleur équivalente de quelques rayonnements usuels.

Source	Température
[34] Lampe Hefner à l'acétate d'amyle	1 875° K
[34] Bougie de paraffine	1 920
[34] Lampe à pétrole (mèche plate)	2 045
[34] Acétylène (étalon Eastman Kodak)	2 360
[34] Lampe à incandescence à filament de carbone, 2,6 lumens par watt	2 070
[54] Lampe à filament de tungstène dans le vide, 25 watts, 9,8 lumens par watt	2 493
[54] Lampe au tungstène dans un gaz, 50 watts, 10,0 lumens par watt	2 670
[54] Lampe au tungstène dans un gaz, 100 watts, 12,9 lumens par watt	2 740
[54] Lampe au tungstène dans un gaz, 1 000 watts, 20,0 lumens par watt	2 980
[51] Arc électrique (charbons homogènes)	3 780
[51] Arc électrique (charbons à mèche)	3 420
[36] Lumière du soleil, avant l'absorption atmosphérique	6 500
[36] **[51]** Lumière directe du soleil à la surface de la terre, en été, vers midi (variable)	5 600-5 300
[37] Lumière de la lune, à travers l'atmosphère terrestre	4 125
[51] Ciel, au nord, temps couvert	6 400- 6 900
[51] Ciel, au nord, ciel bleu	19 000-24 000

Efficacité, consommation spécifique et rendement lumineux. — Ces quantités ont déjà été définies; on se bornera à donner quelques valeurs numériques, en faisant les mêmes réserves que précédemment quant aux variations que peuvent subir les nombres pour quelques-uns des rayonnements.

	EFFICACITÉ lumens : watt	CONSOMMATION spécifique watts : lumen	RENDEMENT
Rayonnement solaire, avant toute absorption atmosphérique (1)	94	0,0106	0,150
[57] Soleil à travers l'atmosphère, à 48° du zénith	86,5	0,0116	0,138
[57] Ciel bleu	137	0,0073	0,219
[57] Ciel couvert	96,5	0,0104	0,154
Corps noir à 5 200° K (lumière *blanche*)	77,1	0,0130	0,124
[58] Lampe à filament de tungstène dans le vide	12,4	0,080	0,0199
[58] Lampe à filament de tungstène à atmosphère gazeuse	18,3	0,053	0,0293
[58] Lampe à filament de carbone	2,8	0,36	0,0045
[58] Lampe Nernst	6,7	0,15	0,0108
[58] Manchon Auer	3,1 à 7,9	0,32 à 0,13	0,005 à 0,0126
[58] Flamme de gaz d'éclairage	1,19	0,84	0,0019
Lampe Hefner (2)	1,0	1,0	0,0016
[58] Lampe au mercure	187	0,0053	0,30

10. Propriétés des sources de rayonnement. — Tout ce qui précède est relatif aux propriétés du *rayonnement* sans aucune indication sur la source qui le produit. L'étude de la source n'est pas entièrement du domaine de la photométrie; quelques brèves indications seront cependant utiles.

Une source de rayonnement consomme forcément de l'énergie, mais celle-ci n'est pas entièrement transformée en énergie rayonnante; une partie plus ou moins importante de l'énergie consommée par la source est directement transformée en chaleur, finalement cédée au milieu ambiant.

On caractérisera les propriétés de la lampe en comparant la puissance qu'elle consomme avec le rayonnement qu'elle émet. La puissance consommée est particulièrement facile à évaluer dans le cas des lampes électriques; elle s'exprime par un nombre de watts W. Une portion seulement de cette puissance est rayonnée; soit w la puissance rayonnée, la différence $W - w$ étant directement transformée en chaleur.

Le rayonnement lumineux est caractérisée par un flux lumineux, qui s'exprime par un nombre F de lumens.

Le rapport $\frac{F}{w}$ représente l'efficacité lumineuse du *rayonnement*, tandis

(1) Obtenu en comparant les mesures énergétiques de Abbot avec les mesures photométriques de Kimball [56].

(2) Calculé au moyen des mesures de K. Angström [59].

que $\frac{F}{W}$ représente l'efficacité lumineuse de la *source*. Lorsque la lampe est munie d'un rhéostat (comme c'est le cas pour les lampes à arc), il faut bien préciser si, dans la puissance W, on compte la puissance consommée dans ce rhéostat ou si l'on prend seulement la puissance consommée dans la lampe elle-même.

Pour les lampes à flamme, la source d'énergie est la combinaison du combustible avec l'oxygène de l'air. Connaissant la consommation horaire du combustible ainsi que sa chaleur de combustion, on peut calculer le nombre de calories par unité de temps résultant de la combustion. L'efficacité lumineuse pourra alors s'exprimer par le rapport entre le nombre de lumens produits et le nombre de calories par unité de temps résultant de la combustion. On peut, d'ailleurs, transformer le débit de calories en débit d'énergie, et exprimer l'efficacité, comme dans le cas des sources électriques, en lumens par watt. L'efficacité ainsi exprimée pour les sources à flamme est très faible, beaucoup plus faible que pour les sources électriques. A égalité de flux lumineux, les sources à flamme dégagent beaucoup plus de chaleur que les sources électriques. Cela tient à ce que dans les flammes, une partie considérable de l'énergie résultant de la combustion est directement employée à produire un courant d'air chaud.

L'inverse de l'efficacité de la source est la *consommation spécifique* de la source, qui doit s'exprimer en *watts par lumen*. On l'exprime souvent en *watts par bougie*, ce qui n'aurait aucun inconvénient si l'on avait soin de calculer le nombre de bougies moyennes sphériques (produit par $1/4\pi$ du nombre de lumens). Trop souvent, le nombre de bougies introduit dans le calcul est un nombre arbitraire, représentant plus ou moins exactement l'intensité *maximum* très supérieure à l'intensité moyenne sphérique.

Le tableau suivant donne les valeurs de l'efficacité et de la consommation spécifique pour quelques sources usuelles.

Efficacité et consommation spécifique de quelques sources.

	EFFICACITÉ lumens par watt	CONSOMMATION spécifique watts par lumen
Lampe à filament de carbone, 50 watts.	3,3	0,30
Lampe à filament de tungstène dans le vide, 25 watts.	9,8	0,102
Lampe à filament de tungstène à atmosphère gazeuse, 50 w.	10,0	0,100
Lampe à filament de tungstène à atmosphère gazeuse, 100 w.	12,9	0,077
Lampe à filament de tungstène à atmosphère gazeuse, 1 000 w.	20,0	0,050
Flamme de gaz (bec papillon).	0.17	6
Acétylène.	1,1	0,9
Bec Auer.	1,7	0,6

11. Sources pouvant servir d'étalon de courbe spectrale de rayonnement. — Pour divers usages, il est très utile d'avoir une source de lumière qui

donne un rayonnement à spectre continu avec une courbe spectrale d'énergie connue d'avance. Une telle source permet de tracer la courbe d'énergie d'un rayonnement quelconque au moyen de simples comparaisons spectrophotométriques, en employant un récepteur quelconque; elle est aussi très utile pour donner une base sûre à toutes les recherches de colorimétrie. Les questions de sensitométrie des plaques photographiques exigent aussi le même appareil.

La solution la plus satisfaisante actuellement est de partir d'un corps noir amené à une température déterminée. Malheureusement, la réalisation parfaite du corps noir exige un appareillage assez compliqué, surtout si l'on veut atteindre des températures élevées; cette condition est nécessaire si l'on veut avoir, dans le rayonnement produit, une intensité notable des radiations de courte longueur d'onde (1).

Dans l'étendue du spectre visible, on peut prendre comme étalon une lampe dont la « température de couleur équivalente » ait été déterminée par comparaison avec un corps noir. Dans le cas d'une lampe électrique, on peut faire varier dans de larges limites cette température en agissant sur le régime électrique de la lampe, défini par le courant ou par la tension aux bornes. La simple égalisation de teinte avec le rayonnement d'un corps noir à température connue permet d'amener la lampe à une température de couleur équivalente connue (voir page 146). La lampe ainsi étalonnée peut servir d'étalon secondaire de distribution spectrale, du moins dans la région visible du spectre; les plus fortes incertitudes proviennent des dépôts variables produits à l'intérieur de l'ampoule. Dans l'ultra-violet, la courbe de distribution spectrale est complètement perturbée, au moins pour les longueurs d'onde inférieures à $0^{\mu},34$ par l'absorption de l'ampoule. Dans la partie infra-rouge, les filaments de tungstène ne suivent pas du tout la loi de rayonnement du corps noir; leur pouvoir émissif diminue beaucoup quand la longueur d'onde augmente.

Le rayonnement des lampes à filament de carbone est certainement beaucoup plus voisin de celui du corps noir. Cependant, certaines expériences montrent que ce filament ne se comporte pas tout à fait comme un corps noir. Si l'on désigne par T_b la température d'égale brillance (c'est-à-dire celle où le corps noir a la même brillance que le filament) et par T_c la température de couleur équivalente, l'expérience donne les résultats suivants **[60]** :

Pour $T_b = 1\,700^{\circ}$ K	$T_c - T_b = 7^{\circ}$
Pour $T_b = 2\,150^{\circ}$ K	$T_c - T_b = 31^{\circ}$

(1) Au sujet des fours électirques destinés à la production du rayonnement du « corps noir », voir **[60]**, **[61]**, **[43]**, **[65]**.

Ces écarts montrent que le filament ne se comporte pas comme un corps noir, mais n'excluent pas l'hypothèse d'après laquelle il a les propriétés d'un « corps gris », donnant une courbe spectrale ne différant de celle du corps noir que par un rapport constant d'intensité.

Les lampes à incandescence ainsi étalonnées peuvent être employées avec les mêmes précautions que celles dont on se sert comme étalons secondaires d'intensité. Mais cela ne dispense pas de l'emploi du corps noir pour l'étalonnage initial. Il serait utile d'avoir un étalon qui, étudié une fois pour toutes, pourrait être reproduit partout à volonté. La flamme de l'acétylène est la seule source qui ait été étudiée en vue de pouvoir servir d'étalon de distribution spectrale susceptible d'être reproduit sans étalonnage préalable. Par égalisation de couleur avec le corps noir, Hyde, Forsythe et Cady ont trouvé **[44]** une température de couleur équivalente de 2 360° K. La flamme étudiée était celle de l'étalon Eastman Kodak utilisé dans les mesures de sensitométrie photographique. La distribution de l'énergie dans le spectre de la flamme de l'acétylène a été directement étudié par Coblentz **[45]**, dans l'étendue du spectre visible. Les mesures conduisent à une concordance à peu près satisfaisante entre la courbe spectrale d'énergie directement déterminée et celle du corps noir à 2 360° K. Toutefois, Coblentz fait remarquer qu'il y a des différences très notables de composition spectrale entre les différentes parties de la flamme, et que cette composition spectrale varie avec le type de brûleur et, dans le cas des flammes plates, avec la direction dans laquelle on examine la flamme. Coblentz remarque aussi que dans la région des courtes longueurs d'onde ($\lambda < 0^{\mu},45$) ses mesures sont très incertaines. Des comparaisons spectrophotométriques (visuelles ou photographiques) avec le rayonnement d'un corps noir donneraient certainement des résultats beaucoup plus sûrs.

Enfin le cratère positif de l'arc électrique émet, très probablement, un rayonnement ressemblant beaucoup à celui d'un corps noir, et peut être employé comme étalon de courbe spectrale; malheureusement, la température de couleur équivalente varie avec la nature des charbons et avec l'intensité du courant. Il est probable qu'en précisant certaines conditions d'emploi on arriverait à obtenir une émission ayant une courbe spectrale bien définie.

En résumé, on ne peut pas dire que le problème de l'étalon de composition spectrale soit pleinement résolu.

CHAPITRE VIII

NOTIONS DE COLORIMÉTRIE. LUMIÈRE BLANCHE

1. Nombre de variables définissant la couleur. — Les questions de colorimétrie seront exposées en détail dans un autre volume de cette *Collection*. Cependant, comme certaines données colorimétriques interviennent dans beaucoup de questions de photométrie, il a paru nécessaire de donner ici quelques indications générales sur la colorimétrie.

Les diverses radiations simples produisent sur l'œil des impressions différant entre elles par leur qualité (*couleur*). Les rayonnements complexes, formés de mélanges de radiations simples, donnent aussi des sensations de couleur; la colorimétrie a pour but l'étude des sensations colorées produites par tous les mélanges possibles de radiations.

Du point de vue purement physique, un rayonnement complexe est complètement défini par sa courbe d'énergie (Voir chapitre II). La partie de cette courbe contenue entre les limites du spectre visible est seule à considérer pour l'étude des sensations visuelles. Le problème de la colorimétrie pourrait être considéré comme résolu si l'on pouvait prévoir la sensation colorée correspondant à une courbe d'énergie donnée, toute réserve faite sur l'influence de l'état d'adaptation de l'œil au moment de l'expérience.

La première question qui se pose est celle du *nombre de variables* nécessaire pour définir une sensation colorée. En d'autres termes, quel est le degré de variété de ces sensations ou encore, selon une expression employée par les physico-chimistes, quelle est la *variance* de la sensation colorée?

Si les sensations colorées étaient aussi variées que les courbes d'énergie possibles, si en d'autres termes deux courbes d'énergie différentes donnaient toujours des couleurs différentes, il faudrait *une infinité* de variables pour définir une sensation colorée; la variance de la couleur serait infinie.

Il est très loin d'en être ainsi. Deux rayonnements peuvent avoir des courbes d'énergie très différentes et donner exactement la même sensation de couleur. Par exemple, les rayonnements ayant les deux courbes d'énergie A et B (fig. 49) sont, pour le physicien, très différents; l'un (A) est de la lumière blanche dont on a supprimé ou affaibli toute la partie de courte longueur d'onde (violet et une partie du bleu); l'autre (B) est de la lumière blanche à laquelle on a ajouté un groupe de radiations jaunes. Ces deux rayonnements donnent la même sensation colorée (jaune clair).

Supposons un champ coloré uniforme, c'est-à-dire une surface ayant, pour chaque radiation simple, une brillance uniforme. L'expérience montre que la sensation produite est définie par trois variables seulement; la *variance d'une sensation colorée uniforme est égale à 3*.

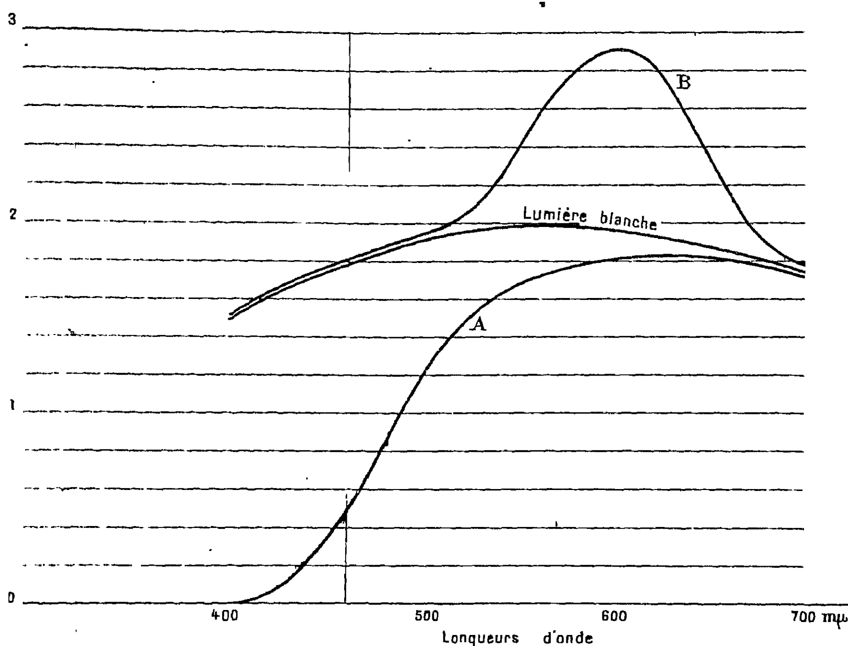


Fig. 49.

Une de ces variables n'est pas d'ordre *colorimétrique* mais bien d'ordre *photométrique ;* elle définit l'intensité du flux lumineux, ou la brillance photométrique totale de la surface. En multipliant par une même quantité toutes les ordonnées de la courbe d'énergie on peut ramener cette brillance à une valeur fixe, sans altérer la couleur.

Il reste donc seulement deux variables pour définir la couleur. Ces varia bles peuvent être choisies de diverses manières, mais leur nombre reste le même. Pour faire ce choix, il est commode d'utiliser la notion de lumière blanche.

2. Définition de la lumière blanche. — Quelle est la composition du rayonnement qui nous donne la sensation de *blanc?*

La question est assez difficile, parce que l'accoutumance de l'œil y joue un rôle très important. En principe, tout rayonnement à spectre continu dont la courbe d'énergie n'est pas trop accidentée nous donne la sensation de blanc lorsque nous la recevons depuis un certain temps et

que rien ne nous rappelle un rayonnement que nous considérions comme blanc quelques minutes avant. En particulier, cette sensation de blanc peut nous être donnée par la lumière du jour (lumière solaire directe ou diffusée par le ciel ou par les nuages) et aussi par toutes les sources artificielles où la lumière est émise par un corps solide à haute température. Les rayonnements de ces sources ont des courbes d'énergie extrêmement différentes (Voir chapitre VII, § 7); cependant, dans une salle éclairée par une quelconque de ces sources, toute surface diffusant d'une manière non sélective (papier blanc, plâtre, marbre, etc.) nous paraît *blanche.* Et cependant il y a une énorme différence de composition entre la lumière du jour et celle de nos lampes à incandescence. Cette différence se traduit par une énorme différence de couleur si nous projetons *à côté l'un de l'autre*, sur un papier blanc, un faisceau ayant la composition de la lumière du jour et un faisceau provenant d'une lampe à incandescence. Si l'on fait l'expérience en plein jour, alors que la lumière du jour nous paraît *blanche*, la lumière de la lampe nous donne une impression violemment *jaune ;* au contraire, la nuit, quand la lumière des lampes est notre étalon de blanc, la lumière ayant la composition du rayonnement solaire nous paraît d'un bleu violent.

C'est seulement aux lumières de composition exceptionnelle que l'œil ne peut s'accoutumer pour en faire du blanc; c'est le cas pour une lumière monochromatique ou pour une lumière à spectre continu avec forte prédominance d'une région du spectre; mais l'œil, avec un peu d'accoutumance, accepte très bien comme *blancs* tous les rayonnements de corps noirs dans des limites de température très étendues, par exemple entre 2 000° et 6 000° K.

Toutefois, ces divers rayonnements peuvent donner aux objets des aspects différents; d'une manière plus précise, deux objets peuvent avoir la même couleur avec l'éclairage des lampes à incandescence et des couleurs nettement différentes à la lumière du jour. Les couleurs des corps, en effet, proviennent de ce que les facteurs de réflexion diffuse ou de transmission sont fonction de la longueur d'onde; la composition de la lumière transmise ou diffusée dépend à la fois des propriétés propres du corps que l'on regarde et de la composition de la lumière incidente.

Avec un éclairage monochromatique, tous les corps (à l'exception des corps fluorescents) ont la même couleur, et diffèrent seulement par leur brillance. Avec un éclairage à spectre continu, si une certaine région du spectre a une intensité très faible, toute absorption sélective dans cette région sera comme si elle n'existait pas.

Inversement, il est à prévoir que la source qui donnera le plus de différenciation entre les couleurs des corps sera celle où toutes les radiations seront présentes sans déficience marquée d'aucune région du spectre.

A ce point de vue, toutes nos sources artificielles à spectre continu sont en infériorité marquée par rapport à la lumière du jour, à cause de l'insuffisance de l'intensité dans la région des courtes longueurs d'onde (bleu et violet). Ce fait est illustré par les courbes données au chapitre VII, § 7 (fig 46); il est dû à ce que la température de couleur équivalente de nos sources est trop peu élevée.

De là une tendance à considérer la lumière du jour comme étant la *lumière blanche* par excellence. On peut d'ailleurs remarquer que la lumière du jour est celle à laquelle l'œil humain est le mieux adapté, aussi bien par suite de l'accoutumance personnelle que par hérédité. Il paraîtra donc rationnel de définir comme lumière blanche un rayonnement ayant, dans l'étendue du spectre visible, la composition moyenne de la lumière du jour, telle que nous la recevons dans les conditions habituelles.

La composition de cette lumière est assez variable. Tantôt elle nous vient directement du soleil, mais après avoir traversé l'atmosphère sous une épaisseur variable et avec des propriétés variables selon la quantité de poussières et de gouttelettes d'eau. Plus souvent, le rayonnement nous arrive, en grande partie, par diffusion sur les couches d'air ou les nuages. Cependant, si l'on excepte le cas où la lumière vient uniquement du ciel bleu et celui où le soleil est bas sur l'horizon, la courbe spectrale d'énergie de la lumière du jour a toujours le même aspect; elle présente un maximum vers le milieu du spectre visible, descend très lentement vers le rouge et un peu plus rapidement vers le violet; l'ordonnée pour $\lambda = 0^{\mu},400$ pourra être, par exemple, les 3/4 de l'ordonnée maximum. Cette courbe se rapproche beaucoup de la courbe d'énergie du rayonnement d'un corps noir à une température un peu supérieure à 5 000° K.

On peut essayer de trouver, par une expérience directe, une définition de la lumière blanche. A des yeux parfaitement reposés par un séjour dans l'obscurité on présentera des rayonnements de compositions diverses, et l'on notera ceux qui sont qualifiés de *blanc*. Le problème serait inextricable si l'on cherchait à utiliser *toutes* les formes de courbes d'énergie, la même sensation pouvant être produite par des rayonnements de composition très différentes; on peut restreindre le problème en se bornant aux rayonnements de corps noirs à diverses températures, c'est-à-dire de rayonnements représentés par la série des courbes de la figure 44 (chapitre VI, § 7), avec un seul paramètre. C'est ce qu'a essayé de faire M. Priest, au Bureau of standards de Washington **[62]**. Comme on ne sait pas réaliser au laboratoire le corps noir à des températures suffisamment élevées, M. Priest a cherché un moyen pour obtenir un rayonnement ayant pratiquement la même courbe d'énergie dans le spectre visible que le corps noir à telle température que l'on veut. On part du rayonnement d'une lampe à incandescence sous un régime fixé, et on le modifie en interposant une lame

de quartz taillée perpendiculairement à l'axe, placée entre deux polariseurs. En changeant l'angle des sections principales de ces polariseurs on peut modifier, d'une manière connue, la courbe d'énergie du rayonnement transmis, et la faire coïncider presque exactement avec la courbe d'énergie du corps noir à telle température que l'on veut, du moins dans l'étendue du spectre visible **[63]**.

Lorsque l'on fait agir ce rayonnement sur un œil parfaitement reposé par un séjour dans l'obscurité, l'observateur déclare que la teinte est *bleu* si la température de couleur équivalente est très élevée et *jaune* si elle est basse; exceptionnellement, il le trouve *blanc*. Priest arrive finalement à cette conclusion que le rayonnement qualifié de *blanc* est celui dont la courbe spectrale d'énergie est identique à celle du rayonnement du corps noir à 5 200° K.

Cette courbe (fig. 50) ressemble beaucoup à celle de la lumière moyenne du jour. Elle a son maximum à 0$^{\mu}$.555, exactement au point où la sensibilité

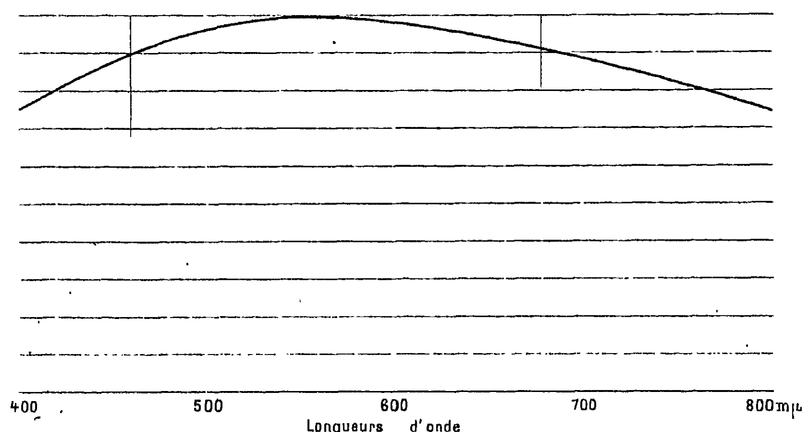


Fig. 50.

de l'œil est maximum. Le résultat des expériences de Priest est en bon accord avec ce que l'on pourrait attendre d'après les considérations développées plus haut.

En résumé, on peut définir la lumière blanche comme celle qui a un spectre continu à peu près identique au spectre du corps noir à 5 200° K. Le tableau suivant donne les ordonnées de cette courbe, à une échelle telle que le maximum ait la valeur 1. Ce rayonnement ressemble beaucoup à celui de la lumière moyenne du jour. Par comparaison avec lui, la lumière de nos sources artificielles paraît fortement jaune.

Courbe spectrale d'énergie du rayonnement du corps noir à 5200° K (Lumière blanche.)

LONGUEURS D'ONDE	ORDONNÉES	LONGUEUR D'ONDE	ORDONNÉES
400 m μ.	74,7	580 m μ.	99,5
410	78,1	590	99,1
420	81,3	600	98,6
430	84,2	610	97,9
440	86,8	620	97,1
450	89,2	630	96,3
460	91,3	640	95,4
470	93,2	650	94,4
480	94,8	660	93,4
490	96,2	670	92,3
500	97,3	680	91,1
510	98,2	690	89,9
520	98,9	700	88,7
530	99,5	710	87,4
540	99,8	720	86,1
550	100,0	730	84,8
560	100,0	740	83,5
570	99,8	750	82,1

3. Choix des variables colorimétriques. — Le nombre des variables colorimétriques est égal à *deux*, mais ces variables peuvent être choisies de plusieurs manières qui dépendent des moyens que l'on peut employer pour produire des rayonnements donnant toutes les sensations colorées.

A) *Par mélange d'une radiation simple avec de la lumière blanche.* — En laissant d'abord de côté les couleurs *pourpres*, on peut reproduire toutes les sensations colorées en mélangeant une radiation simple avec une proportion plus ou moins grande de lumière blanche. Cela donne bien deux variables colorimétriques : la longueur d'onde de la radiation simple et la proportion de blanc qu'on lui ajoute (1). La radiation simple qui, par son mélange avec du blanc, donne la même sensation colorée que le rayonnement étudié, est désignée sous le nom de *radiation dominante* de ce rayonnement. On peut appeler *facteur de pureté* du mélange le rapport

$$\frac{I_\lambda}{I_b + I_\lambda},$$

en appelant I_λ l'intensité de la radiation monochromatique et I_b l'intensité de la lumière blanche qui lui est mélangée. Ce facteur est égal à 1 pour une radiation monochromatique pure, et à zéro pour de la lumière blanche.

(1) La mesure de ce rapport suppose résolues des questions d'unités assez délicates, mais cette difficulté n'influe en rien sur le nombre des variables ni sur la manière de les choisir.

En somme, toutes les sensations colorées se ramènent à celles que donnent les radiations simples plus ou moins mélangées de blanc.

Il y a cependant exception pour les couleurs *pourpres*, qui n'ont pas d'analogues dans le spectre; on les obtient à partir du blanc en affaiblissant la partie moyenne du spectre et respectant les parties extrêmes; un mélange de rouge avec du violet ou du bleu donne du pourpre. Ces couleurs ne rentrent pas dans la notation précédente; mais on peut les obtenir en partant de lumière blanche et *supprimant* une radiation simple. Les teintes pourpres rentrent dans la notation générale si l'on accepte des valeurs négatives pour le coefficient de pureté.

B) *Au moyen de mélange de trois radiations monochromatiques.* — On peut reproduire à peu près toutes les sensations colorées par des mélanges en proportions diverses de trois radiations simples qui, une fois choisies, deviendront les radiations fondamentales. Le choix de ces radiations est, en partie, arbitraire, sous cette condition cependant que l'une d'entre elles (R) soit vers l'extrémité rouge du spectre visible, une autre (B) vers les petites longueurs d'onde, la troisième (V) vers le milieu. Par exemple Maxwell avait choisi

R	$\lambda = 630$ mμ	(rouge)
V	$\lambda = 528$	vert)
B	$\lambda = 457$	(bleu)

Ayant choisi pour chacune de ces trois radiations une unité d'intensité, tous les mélanges seront définis par les intensités r, v, b, des trois radiations « fondamentales ». Si, dans le mélange, nous faisons abstraction de la variable *intensité* du rayonnement, la *couleur* est définie par les rapports des trois quantités r, v, b ; cela donne bien *deux* variables colorimétriques.

Un mélange quelconque peut être exprimé symboliquement par l'égalité

$$M = R\,r + V\,v + B\,b,$$

exprimant que les trois radiations R, V, B, y sont en proportion r, v, b.

Les couleurs correspondant aux radiations pures du spectre et celles dont le facteur de pureté est voisin de 1 à l'exception, bien entendu, des couleurs (R, V et B), ne peuvent être obtenues par ces mélanges. Comme dans la notation précédente, il faut admettre des coefficients négatifs (d'ailleurs peu différents de zéro) pour que toutes les teintes soient représentées.

Ce mode de notation conduit à la représentation par le triangle des couleurs.

4. Colorimètres. — Ce sont des appareils qui permettent de déterminer les données colorimétriques d'un rayonnement.

La méthode théoriquement la plus directe serait de déterminer la courbe spectrale d'énergie du rayonnement étudié, par exemple au spectrophotomètre par comparaison avec un rayonnement ayant une courbe spectrale connue. On passerait ensuite aux données colorimétriques par le calcul, au moyen de données, obtenues une fois pour toutes, sur les propriétés de l'œil. Cette manière de procéder conduit à des opérations trop compliquées.

Dans la pratique on opère toujours par égalisation directe de teinte entre le rayonnement que l'on veut étudier et un rayonnement de comparaison modifiable à volonté de manière à pouvoir produire toutes les teintes possibles. Au moyen des deux rayonnements on éclaire deux plages contiguës, et en agissant sur le rayonnement modifiable on égalise les couleurs et les brillances des deux champs (car on ne juge bien de l'identité de couleur que si les deux brillances sont les mêmes). Les données relatives au rayonnement de comparaison s'appliquent alors au rayonnement qui lui a été comparé.

Les divers appareils peuvent être classés d'après la méthode employée pour agir sur la couleur du rayonnement de comparaison d'une manière connue. Partant de lumière blanche, on peut employer les procédés suivants :

1° Interposer purement et simplement un ou plusieurs filtres colorés dont on peut faire varier le nombre, l'épaisseur, ou la concentration s'il s'agit de dissolutions colorées. Ce procédé peut conduire à des appareils très simples, mais les résultats ne sont pas directement exprimés par les données numériques naturelles;

2° Les phénomènes de polarisation rotatoire ou de polarisation chromatique produits par des lames cristallines entre deux polariseurs peuvent servir de filtres colorés, variables en faisant varier l'épaisseur de la lame ainsi que les orientations des plans de polarisation **[63]**;

3° La lumière blanche peut être décomposée en un spectre dans lequel on altère à volonté par des diaphragmes les intensités des diverses radiations que l'on recombine ensuite. On peut ainsi obtenir des rayonnements ayant non seulement toutes les *teintes* possibles mais encore toutes les *courbes spectrales d'énergie* imaginables et, moyennant certaines précautions, cette courbe peut être connue au moyen des formes de diaphragme employé.

On peut adapter cette méthode aussi bien à la notation *trichrome* qu'à la définition de la couleur par *radiation simple et pureté ;*

4° Au lieu de partir de trois radiations simples obtenues par décomposition spectrale, on peut prendre trois rayonnements obtenus par filtration de la lumière blanche à travers trois filtres colorés. Les trois rayonnements ne sont pas alors des radiations simples, mais des couleurs non

saturées; on ne peut pas obtenir par leur mélange les couleurs saturées, ce qui n'a pas un très grand inconvénient pour certaines applications;

5° Un procédé de mélange assez simple, pour superposer des rayonnements, consiste dans l'emploi d'un disque tournant, avec une vitesse de rotation assez grande pour que les impressions lumineuses provenant des divers secteurs se fondent sans papillotement. On peut ainsi superposer soit les rayonnements diffusés par des secteurs colorés, soit les rayonnements transmis par des filtres colorés. L'expérience montre que le résultat de cette superposition par succession est le même que celui de la superposition réelle.

Le disque tournant est, en somme, un moyen simple pour superposer des rayonnements colorés obtenus par filtration ou par diffusion sélective, mais non des radiations monochromatiques.

5. Couleurs des corps ou des objets. — Ce qui précède se rapporte aux sensations colorées en relation avec la composition du rayonnement qui impressionne la rétine.

Les couleurs des corps sont liées au fait que les facteurs de réflexion (régulière ou diffuse) et de transmission varient avec la longueur d'onde. Les corps *blancs* ou *gris* sont ceux pour lesquels ces facteurs ne dépendent pas de la longueur d'onde. La lumière que nous recevons d'eux a la même composition que celle qui les éclaire. De plus, un diffuseur est *blanc* si son facteur de réflexion diffuse constant est peu inférieur à l'unité; il est *gris* si ce facteur est constant mais inférieur à 1 et d'autant plus foncé que le facteur est plus petit.

Du point de vue purement physique, les propriétés colorimétriques d'un corps sont complètement définies par la courbe spectrale du facteur de diffusion ou de transmission. Cette courbe permettra de passer de la courbe spectrale d'énergie du rayonnement incident à la courbe analogue du rayonnement transmis ou réfléchi ; mais ce sont là des données trop complexes pour les besoins de la pratique colorimétrique.

On se contentera de chercher, par égalisation directe de teinte, la couleur de la lumière modifiée lorsque le rayonnement incident est *blanc*. Le résultat de l'expérience se traduira par les deux coefficients colorimétriques (par exemple, longueur d'onde et facteur de pureté) et un facteur d'intensité donnant une valeur du facteur de transmission ou de réflexion mesuré en intensité visuelle globale.

6. Couleur du rayonnement direct des sources usuelles. — On a vu au chapitre VII que le rayonnement de la plupart des sources usuelles est pratiquement identique, dans l'étendue du spectre visible, au rayonnement du corps noir à une certaine température; l'indication de cette « tempé-

rature de couleur équivalente » est un moyen indirect pour fixer la composition du rayonnement et par suite la couleur de ce rayonnement, soit direct soit diffusé par un diffuseur non sélectif.

Toutefois, ce moyen de spécification ne s'applique pas à toutes les sources, et de plus, du point de vue purement colorimétrique, il fait intervenir un élément « température » évidemment étranger à la question. Il est plus rationnel de définir la couleur du rayonnement par l'un des procédés colorimétriques que l'on vient d'indiquer, par exemple par la longueur d'onde de la radiation simple dominante et le facteur de pureté.

Le tableau suivant donne, d'après Ives **[64]**, les valeurs de ces quantités pour le rayonnement d'un certain nombre de sources; les nombres sont obtenus en prenant comme *lumière blanche* le rayonnement émis par le corps noir à 5 000° K. Sur ce même tableau on a indiqué, quand il y a lieu, la température de couleur équivalente; cette donnée est, ici, un peu incertaine, parce qu'elle n'est pas obtenue par le même observateur (excepté la température de la lampe au tungstène à atmosphère gazeuse).

On remarquera que nos sources à température peu élevée (par exemple la lampe à filament de carbone) donnent une lumière qui, du point de vue colorimétrique, est du jaune orangé presque pur ($\lambda = 0\mu,5900$ avec 84 % de pureté). Il n'est pas surprenant que cette lumière donne aux objets un aspect différent de celui qu'ils ont avec la lumière du jour.

Données colorimétriques relatives au rayonnement de sources usuelles.

	LONGUEUR d'onde de la radiation dominante	FACTEUR de pureté	TEMPÉRATURE de couleur équivalente
Lampe Hefner	5 910 A	0,86	1 875° K
Lampe à filament de carbone	5 900	0,84	2 070
Lampe à filament de tungstène dans le vide	5 884	0,655	2 493
Lampe à atmosphère gazeuse	5 869	0,56	2 848
Arc au mercure	4 956	0,25	
Arc au mercure dans le quartz (régime poussé)	5 068	0,15	
Arc au charbon	5 841	0,22	3 700
Bec Auer	5 824	0,71	

CHAPITRE IX

RÉSUMÉ DES DÉFINITIONS

On se propose, dans ce chapitre, de rappeler sans nouvelles explications les définitions des quantités que l'on a rencontrées dans cet ouvrage. La plupart de ces définitions ont déjà été indiquées; il sera utile de les avoir ici rassemblées. Dans quelques cas, les termes des définitions sont ceux qui ont été adoptés dans diverses réunions internationales, ou proposés par des commissions nationales; dans d'autres cas, les définitions ont été données de manière à satisfaire aussi bien qu'il a semblé possible au sens des termes à définir.

Longueur d'onde d'une radiation simple. — Longueur dont se propage la radiation pendant la durée d'une période.

Unités employées pour mesurer les longueurs d'onde :

Micron (μ) $= 10^{-3}$ mm $= 10^{-4}$ cm $= 10^{-6}$ mètre
Millimicron ($m\mu$) $= 10^{-3}\ \mu = 10^{-6}$ mm $= 10^{-7}$ cm $= 10^{-9}$ mètre
Angström (A) $= 10^{-4}\ \mu = 10^{-7}$ mm $= 10^{-8}$ cm $= 10^{-10}$ mètre.

Radiations visibles. — Radiations susceptibles d'impressionner la rétine en produisant une sensation de lumière; les longueurs d'onde de ces radiations sont comprises entre $0^{\mu},4$ et $0^{\mu},8$ environ, ou 400 et 800 mμ, ou 4 000 et 8 000 A.

Radiations infra-rouges. — Radiations émises par le même mécanisme que les radiations visibles, mais dont la longueur d'onde est supérieure à celle de ces dernières. Actuellement, les longueurs d'onde des radiations infra-rouges s'échelonnent entre 0,8 et 300 μ environ.

Radiations ultra-violettes. — Radiations susceptibles d'être produites et étudiées par des moyens analogues à ceux qui conviennent pour les radiations visibles, mais dont la longueur d'onde est inférieure à celle de ces dernières. Actuellement, les longueurs d'onde des radiations ultra-violettes s'échelonnent entre $0^{\mu},4$ et $0^{\mu},010$ ou 4 000 et 100 angströms environ.

Intensité énergétique ou flux d'énergie d'un rayonnement. — Énergie par seconde, ou puissance, transportée par le rayonnement. L'intensité énergétique s'exprime avec les mêmes unités qu'une puissance mécanique (ergs par seconde, ou watts). On peut aussi l'exprimer, en supposant que l'énergie soit transformée en chaleur, en calories par seconde.

Courbe spectrale d'intensité énergétique d'un rayonnement, ou courbe spectrale d'énergie. — Courbe dont les abscisses sont les longueurs d'onde et dont les ordonnées y sont telles que $y\,d\lambda$ représente la puissance (énergie par seconde) transportée par le rayonnement sous forme de radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$.

La quantité y s'exprime en unités de puissance par unité de longueur d'onde, par exemple en watts par micron.

Éclairement énergétique d'une surface. — C'est la densité superficielle du flux d'énergie, ou le quotient du flux d'énergie par l'aire de la surface, lorsque le flux est uniformément réparti sur la surface.

Il s'exprime, par exemple, en watts par centimètre carré.

Intensité énergétique d'une source. — L'intensité énergétique d'une source dans une direction donnée est le flux d'énergie par unité d'angle solide émis par cette source dans cette direction.

Il s'exprime, par exemple, en watts par stéradian.

Flux énergétique global (ou total, ou sphérique) émis par une source. — Ensemble du flux émis par cette source.

Intensité énergétique moyenne globale (ou sphérique) émise par une source. — Quotient par 4π du flux énergétique global.

Radiance énergétique d'une surface rayonnante. — Flux d'énergie émis par l'unité de surface.

Comme l'éclairement, la radiance est le quotient d'une puissance par une surface; elle peut donc s'exprimer avec la même unité, par exemple en watts par centimètre carré.

Brillance énergétique. — La brillance énergétique, dans une direction déterminée, d'une surface rayonnante, est le quotient de l'intensité énergétique mesurée dans cette direction par l'aire de la surface considérée projetée sur un plan perpendiculaire à la direction considérée.

L'intensité énergétique étant exprimée en watts par stéradian, la brillance énergétique s'exprimera en watts par stéradian et par centimètre carré.

Bougie internationale. — Unité d'intensité lumineuse, résultant des
cords intervenus entre les trois laboratoires nationaux de France, de
ande-Bretagne et des États-Unis en 1909. Cette unité a été conservée,
puis lors, au moyen de lampes à incandescence, dans ces laboratoires
i restent chargés de leur conservation [7].

Flux lumineux. — C'est le débit de l'énergie rayonnante évalué d'après
sensation lumineuse qu'il produit [1].

Lumen. — L'unité de flux lumineux est le *lumen*. Il est égal au flux
is dans l'angle solide unité par une source ponctuelle uniforme d'une
ugie internationale [1].

Éclairement. — L'éclairement en un point d'une surface est la densité
flux lumineux en ce point, ou le quotient du flux par l'aire de la surface
squ'elle est uniformément éclairée [1].

Lux, phot, foot-candle (unités d'éclairement). — L'unité pratique d'é-
irement est le *lux*. C'est l'éclairement d'une surface d'un mètre carré
evant un flux de 1 lumen uniformément réparti, ou l'éclairement produit
la surface d'une sphère de 1 mètre de rayon par une source uniforme
1 bougie internationale placée à son centre.

Par suite de certains usages reconnus, on peut aussi exprimer les éclai-
ıents au moyen des unités suivantes :

Si l'on prend pour unité de longueur le centimètre, l'unité d'éclaire-
nt est le lumen par centimètre carré, appelé *phot*. Si l'on prend comme
té de longueur le pied anglais (foot), l'unité d'éclairement est le lumen
pied carré, appelé *foot-candle* [1].

1 foot-candle = 10,764 lux = 1,0764 milliphot.

1 milliphot = 10 lux.

Intensité lumineuse. — L'intensité lumineuse d'une source ponctuelle
ıs une direction quelconque est le flux lumineux par unité d'angle
de émis par cette source dans cette direction [1].

Source lumineuse uniforme. — Source dont l'intensité est la même
ıs toutes les directions.

Flux total d'une source. — Ensemble du flux lumineux émis par cette
rce [2].

Flux hémisphérique supérieur (superhorizontal). — Flux émis par une source au-dessus du plan horizontal passant par son centre [2].

Flux hémisphérique inférieur (subhorizontal). — Flux émis par une source au-dessous du plan horizontal passant par son centre [2].

Intensité moyenne d'une source. — Moyenne des valeurs de l'intensité de la source dans toutes les directions de l'espace [2].

Ou : quotient par 4π du flux total de la source.

Intensité hémisphérique supérieure moyenne. — Moyenne des valeurs de l'intensité de la source dans toutes les directions au-dessus du plan horizontal passant par son centre [2].

Ou : quotient par 2π du flux hémisphérique supérieur.

Intensité hémisphérique inférieure moyenne. — Moyenne des valeurs de l'intensité de la source dans toutes les directions au-dessous du plan horizontal passant par son centre [2].

Ou : quotient par 2π du flux hémisphérique inférieur.

Intensité horizontale moyenne. — Moyenne des valeurs de l'intensité de la source dans toutes les directions du plan horizontal passant par son centre [2].

Facteur de réduction de l'intensité sphérique moyenne d'une source. — Rapport de l'intensité sphérique moyenne à l'intensité horizontale moyenne [2].

Radiance. — La radiance d'une surface lumineuse est le flux lumineux émis par unité de surface, ou densité du flux émis [3] [4]. C'est une quantité de même espèce que l'éclairement, et les mêmes unités peuvent être employées pour exprimer les deux quantités (lumen par unité de surface; lux, phot) [3].

Brillance. — La brillance, dans une direction donnée, d'une surface émettant de la lumière est le quotient de l'intensité lumineuse mesurée dans cette direction par l'aire projetée de cette surface sur un plan perpendiculaire à la direction considérée [2].

L'unité de brillance est la bougie internationale par unité de surface [2].

Radiance spectrale. — Dans le rayonnement d'une surface, si on isole les radiations comprises entre les longueurs d'ondes λ et $\lambda + d\lambda$, la radiance prend une valeur qui peut être exprimée par $r_\lambda\, d\lambda$; la quantité r_λ est la *radiance par unité de longueur d'onde* et peut être appelée, par abréviation, *radiance spectrale*.

Elle s'exprime en unités de radiance (énergétique ou visuelle) par unité de longueur d'onde.

Brillance spectrale. — Dans le rayonnement d'une surface dans une direction déterminée, si on isole les radiations comprises entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$, la brillance prend une valeur qui peut être exprimée par $b_\lambda\, d\lambda$; la quantité b_λ est la *brillance par unité de longueur d'onde* et peut être appelée, par abréviation, *brillance spectrale*.

Elle s'exprime en unités de brillance (énergétique ou visuelle) par unité de longueur d'onde.

Stilb. — Nom proposé par M. Blondel pour désigner l'unité CGS de brillance (bougie internationale par centimètre carré) **[3]**.

Lambert. — Unité incorrecte de brillance, employée aux États-Unis, et définie de la manière suivante :

C'est la brillance d'une surface qui émet un flux lumineux total de 1 lumen par centimètre carré, réparti dans l'espace selon la loi de Lambert.

1 lambert = 0,318 bougie par centimètre carré.

Foot-Lambert. — Unité incorrecte de brillance, employée aux États-Unis, et définie de la manière suivante :

C'est la brillance d'une surface qui émet un flux lumineux total de 1 lumen par pied carré, réparti dans l'espace suivant la loi de Lambert.

1 foot-lambert = 1,076 millilambert = 3,42 bougies par mètre carré.

Loi de Lambert. — On dit qu'une source obéit à la loi de Lambert quand sa brillance est la même dans toutes les directions **[4]**.

Dans ce cas, la brillance B exprimée en bougies par centimètre carré est liée à la radiance R exprimée en lumens par centimètre carré par la relation

$$B = \frac{R}{\pi}.$$

Éclairage ou quantité de lumière. — C'est le produit du flux lumineux par la durée d'utilisation **[3] [4]**.

L'unité pratique de quantité de lumière est le lumen-heure.

Excitation ou quantité d'éclairement. — Cette grandeur, intéressante en photographie et dans l'étude des impressions visuelles, a pour mesure le produit $E\,t$ de l'éclairement par le temps. Si l'éclairement n'est pas constant l'excitation est $\int E\,dt$.

On peut employer comme unité le lux-seconde **[3]** **[4]**.

Coefficient de visibilité ou efficacité lumineuse d'un rayonnement. — Rapport du flux lumineux au flux d'énergie de ce rayonnement. On l'exprime en lumens par watt.

L'expression « coefficient de visibilité » est plus souvent employée pour une radiation monochromatique; pour un rayonnement complexe on emploie plutôt le terme « efficacité lumineuse ». Ces deux expressions sont cependant synonymes.

Consommation spécifique d'un rayonnement. — Rapport du flux d'énergie au flux lumineux. On l'exprime en watts par lumen. C'est l'inverse de l'efficacité lumineuse.

Équivalent mécanique de la lumière. — Expression impropre pour désigner la plus petite valeur possible de la consommation spécifique d'un rayonnement. Cette valeur minimum est obtenue lorsque le rayonnement est formé d'une radiation monochromatique de longueur d'onde 555 mμ.

On peut dire aussi :

C'est le flux d'énergie d'un rayonnement monochromatique de longueur d'onde 555 mμ dont le flux lumineux est de 1 lumen.

On l'exprime en watts par lumen.

Facteur de visibilité relative d'une radiation monochromatique. — Le facteur de visibilité relative d'une radiation monochromatique est le rapport du coefficient de visibilité de cette radiation à la valeur maximum de ce coefficient (ce dernier correspondant à la radiation de longueur d'onde 555 mμ) **[2]**.

La *courbe spectrale de visibilité relative* est obtenue en prenant les longueurs d'onde comme abscisses et comme ordonnées les valeurs du facteur de visibilité relative.

Rendement lumineux d'un rayonnement. — C'est le rapport entre le flux lumineux du rayonnement considéré et le flux lumineux d'un rayonnement monochromatique de longueur d'onde 555 mμ qui aurait le même flux d'énergie que le rayonnement considéré.

Pour les radiations monochromatiques, le rendement lumineux se confond avec le facteur de visibilité relative.

Efficacité d'une source de lumière. — C'est le rapport du flux lumineux total qu'elle produit à la puissance totale qu'elle consomme. On l'évalue en lumens par watt.

Dans le cas d'une source à combustion, on peut l'exprimer aussi en lumens par calorie et par seconde

Consommation spécifique d'une source de lumière. — C'est le rapport de la puissance totale qu'elle consomme au flux lumineux qu'elle produit. On l'évalue en watts par lumen.

Courbe spectrale d'intensité lumineuse d'un rayonnement. — Courbe dont les abscisses sont les longueurs d'onde et dont les ordonnées z sont telles que $z\,d\lambda$ représente le flux lumineux existant, dans le rayonnement, sous forme de radiations de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$.

La quantité z peut s'exprimer en lumens par millimicron ou en lumens par angström.

Facteur de transmission d'un corps. — Rapport du flux transmis par ce corps au flux incident qu'il reçoit.

Dans certains cas, le flux transmis peut être décomposé en flux régulièrement transmis et en flux transmis diffusé. On pourra alors définir un facteur de transmission régulière, un facteur de transmission diffuse, et un facteur total de transmission [2].

Facteur d'absorption d'un corps. — Rapport du flux absorbé par le corps au flux incident qu'il reçoit [2].

Densité optique ou pouvoir d'affaiblissement. — Logarithme (dans la base 10) de l'inverse du facteur de transmission.

Ou : logarithme du rapport du flux incident au flux transmis.

Une définition analogue peut être appliquée aux autres cas où un flux lumineux subit une modification qui en diminue la valeur (réflexion, diffusion, passage à travers des polariseurs, etc.).

Courbe spectrale de transmission (ou d'absorption), etc.. — Courbe dont les abscisses sont les longueurs d'onde et les ordonnées l'une des quantités qui caractérisent les propriétés absorbantes d'un corps (facteur de transmission, etc.).

Absorbant non sélectif ou neutre. — Corps dont le facteur de transmission est le même pour toutes les radiations.

Facteur de réflexion d'un corps. — Rapport du flux réfléchi par le corps au flux incident qu'il reçoit.

Le flux réfléchi selon les lois de la réflexion régulière est appelé flux régulièrement réfléchi, et le facteur de réflexion correspondant est appelé *facteur de réflexion régulière.* Le flux diffusé, c'est-à-dire envoyé dans d'autres directions que celle de la réflexion régulière, donne le *facteur de réflexion diffuse.* Lorsque l'on considère l'ensemble du flux renvoyé par le corps, on obtient le *facteur total de réflexion* [2].

Albedo. — Synonyme de *facteur de réflexion diffuse* pour une surface *mate*, c'est-à-dire ne donnant pas de réflexion régulière. Ce facteur peut dépendre de la direction du faisceau incident.

Albedo moyen (d'après Bond). — La surface considérée est supposée mise sous forme d'une boule sphérique; elle reçoit un faisceau de rayons parallèles, qui donnerait un éclairement uniforme sur une surface normale à sa direction. L'albedo moyen est le rapport entre le flux intercepté par la sphère et le flux qu'elle diffuse [16].

Facteur de diffusion d'une surface (correspondant à une direction déterminée de rayons incidents et à une direction de diffusion déterminée). — On suppose que la surface diffusante reçoive un faisceau parallèle qui lui donne un éclairement E. La surface diffusante, examinée dans une autre direction déterminée, aura une brillance B. Le facteur de diffusion correspondant aux deux directions considérées a pour valeur $\delta = \pi \frac{B}{E}$.

Pour un diffuseur orthotrope (voir plus loin) ce facteur est égal au facteur de réflexion diffuse (ou albedo).

Indicatrices de diffusion. — Surfaces qui représentent les valeurs du facteur de diffusion d'une surface en fonction de la direction du faisceau incident ou du faisceau diffusé.

1° Laissant fixe le faisceau incident, on portera sur chaque direction de diffusion une longueur égale à $\delta \cdot \cos \alpha$, en désignant par δ le facteur de diffusion correspondant et par α l'angle de la direction considérée avec la normale à la surface. Le lieu des points ainsi obtenus est l'*indicatrice de diffusion à incidence constante.*

2° La direction de diffusion restant constante, on portera sur chaque direction incidente une longueur égale à $\delta \cos \beta$, en appelant β l'angle de la direction considérée avec la normale. Le lieu des points ainsi obtenus est l'*indicatrice de diffusion à direction de diffusion constante.*

Diffuseur orthotrope. — Diffuseur dont le facteur de diffusion est indépendant des directions d'incidence et de diffusion. Le flux diffusé est alors, quelle que soit la direction du flux incident, réparti suivant la loi de Lambert.

Diffuseur non sélectif, ou gris. — Surface dont les propriétés diffusantes sont indépendantes de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Diffuseur parfait. — Surface qui diffuse intégralement, sans aucune absorption, tout flux lumineux qu'elle reçoit, et le répartit suivant la loi de Lambert. Son facteur de diffusion est égal à l'unité, quelle que soit la longueur d'onde et quelles que soient les directions d'incidence et de diffusion.

Corps noir. — Corps qui absorbe complètement toutes les radiations qui tombent sur lui, quelles qu'en soient la nature et la direction.

Tous les « corps noirs » se comportent de la même manière dans les phénomènes de rayonnement, et obéissent à des lois simples. Aussi, convient-il d'étudier le rayonnement de tous les corps par comparaison avec le rayonnement du corps noir.

Dans les questions de rayonnement, le corps noir est aussi appelé « radiateur intégral ».

Corps à rayonnement non sélectif (corps gris). — Corps dont le rayonnement donne une courbe spectrale d'énergie identique, à un facteur constant près, à la courbe d'énergie du rayonnement du corps noir à la même température.

Température de couleur équivalente. — Lorsqu'un corps rayonne d'une manière sélective (c'est-à-dire en donnant un rayonnement dont la courbe spectrale d'énergie n'est pas identique, à un facteur constant près, à la courbe d'énergie du corps noir à la même température), il peut arriver que le rayonnement soit pratiquement identique, à un facteur constant près, et dans l'étendue du spectre visible, au rayonnement du corps noir à une autre température que celle du corps rayonnant. Cette température est appelée température de couleur équivalente (en anglais *color temperature*)

Température d'égale brillance. — Température à laquelle le corps noir donne la même brillance que le corps rayonnant considéré.

Lumière blanche. — Lumière ayant, dans la partie visible du spectre, une courbe spectrale d'énergie identique à celle de la lumière moyenne du jour, ou au rayonnement du corps noir à une température d'environ 5 200° K [62].

*

Radiation dominante et facteur de pureté. — Étant donné un rayonnement complexe quelconque, on peut obtenir un rayonnement donnant la même impression de couleur en mélangeant une certaine radiation monochromatique avec de la lumière blanche.

La radiation simple qu'il faut choisir pour cela est appelée la *radiation dominante* dans le rayonnement complexe considéré.

La proportion de cette radiation qu'il faut faire entrer dans le mélange avec de la lumière blanche est appelée le *facteur de pureté.*

Pour les rayonnements donnant des teintes *pourpres*, la radiation simple doit être retranchée de la lumière blanche, et le facteur de pureté est négatif.

Données numériques employées dans cet ouvrage. — Tous les calculs numériques sur les rayonnements ont été effectués au moyen des données suivantes :

Constante de la loi de Stefan (rayonnement total du corps noir) :

$$\sigma = 5{,}709 \; 10^{-12} \text{ watt centimètre}^{-2} \text{ degré}^{-4},$$

Constante de la formule de Planck (loi donnant la répartition spectrale de l'énergie dans le rayonnement du corps noir) :

$$C = 14330 \text{ micron degré}$$

Équivalent mécanique minimum de la lumière :

$$M = 0{,}00161 \text{ watt par lumen}$$

Efficacité maximum d'un rayonnement :

$$K_0 = 1/M = 621 \text{ lumens par watt}$$

Courbe spectrale de visibilité relative : définie par les nombres de Gibson et Tyndall (Voir page 46).



BIBLIOGRAPHIE

[1] Recueil des travaux et compte rendu des séances de la Commission internationale de l'éclairage, 5e session, tenue à Paris en juillet 1921 [Les décisions prises à cette réunion sont reproduites dans la *Revue générale de l'électricité*, 10 (*1921*), 82].

[2] Recueil des travaux et compte rendu des séances de la Commission internationale de l'éclairage, 6e session, tenue à Genève en juillet 1924. Cambridge University Press, 1926 [Les décisions prises à cette réunion sont reproduites dans la *Revue générale de l'électricité*, 16 (*1924*), 186].

[3] Rapport du Comité international des définitions et symboles photométriques à la Commission internationale de l'éclairage, en vue de la réunion de 1924 à Genève (Rapporteur M. Blondel). Reproduit dans la *Revue générale de l'électricité*, 16 (*1924*), 896.

[4] Rapport de la Commission française des définitions et symboles photométriques à la Commission internationale de l'éclairage, en vue de la réunion de 1924 à Genève (Rapporteur M. Fleury). Reproduit dans la *Revue générale de l'électricité*, 16 (*1924*), 771.

[5] Illuminating engineering nomenclature and photometric standards, prepared under the direction of and issued by the Illuminating Engineering Society; New-York 1925. Reproduit dans : *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 20 (*1925*) 629.

[6] Vocabolario della Illuminazione. Comitato nazionale italiana della illuminazione e del riscaldamento. Rome, Via Poli 14, *1924*.

[7] Note sur l'unification des unités d'intensité lumineuse en France, aux États-Unis et en Angleterre (Lettre de M. P. Janet, directeur du Laboratoire central d'électricité). *Bulletin de la Société des électriciens*, 2e série, 9 (*1909*), 282.

[8] E. F. Nichols and J. D. Tears. — Joining the infra-red and electric wave spectra. *Astrophysical Journal*, 61 (*1925*), 17.

[9] H. Buisson. — Minimum de puissance perceptible visuellement. *Journal de Physique*, 5e série, 7 (*1917*), 68.

[10] Herbert E. Ives. — Note on the least mechanical equivalent of light. *Journal of the optical society of America*, 10 (*1925*), 289.

[11] K. S. Gibson and E. P. T. Tyndall. — Visibility of radiant energy. *Scie[illegible] papers of the Bureau of standards*, n° 475 (*1923*).

[12] Crova. — Comparaison photométrique des lumières de [illegible] *Annales de Chimie et de Physi*[illegible]

[13] H. Buisson et Ch. Fabry. — Les [illegible] phiques. *Revue d'Optique*, 3 (*1*[illegible]

[14] Hagen et Rubens. — *Annalen der Physik*, 1 (*1900*), 352; *Annalen der Physik*, 8 (*1902*), 1; *Annalen der Physik*, 11 (*1903*), 873 [Les résultats de ces mémoires relatifs à la réflexion métallique, sont résumés dans : *Smithsonian Physical Tables*, 5e édition, page 192 (*1910*)].

[15] Jamin. — Mémoire sur la réflexion métallique. *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, 19 (*1847*), 296.

[16] *Proceedings of the American Academy of the Arts and Sciences*, N. S., 8 (*1861*), 232.

[17] H. N. Russel. — On the albedo of the planets and their satellites. *Astrophysical Journal*, 43 (*1916*), 173.

[18] Schulz. — Polarisationsprismen aus Glas. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 31 (*1911*), 180.

[19] Glazebrook. — On polarizing Prisms. *Philosophical Magazine*, 5e série, 15 (*1883*), 352. Analysé dans : *Journal de Physique*, 2e série, 3 (*1884*), 222.

[20] Glan. — Ueber einem Polarisator. *Carl's Repertorium für Experimental-Physik*, 16 (*1880*), 570: Analysé dans : *Journal de Physique*, 1re série, 10 (*1881*), 175.

[21] William Bird Herapath. — On the optical properties of a newly discovered Salt of quinine, wich crystalline substance possesses the power of polarizing a ray of light, like Tourmaline. *Philosophical Magazine*, 4e série, 3 (*1852*), 161.

— On the manufacture of large available crystals of sulphate of Iodoquinine (Herapathite) for optical purposes as artificial Tourmalines. *Philosophical Magazine*, 4e série, 6 (*1853*), 346.

Ces deux mémoires sont analysés dans : *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, 40 (*1854*), 247 et 249.

[22] Jamin. — Mémoire sur la réflexion à la surface des corps transparents. *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, 29 (*1850*), 263.

[23] Jamin. — Mémoire sur la réflexion de la lumière à la surface des liquides *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, 31 (*1851*), 165.

[24] Lord Rayleigh. — On the intensity of light reflected from water and mercury at nearly perpendicular incidence. *Scientific Papers*, tome 4, page 3, et *Philosophical Magazine*, 35 (*1892*), 309.

[25] Lord Rayleigh. — On reflexion from liquid surfaces in the neighbourhood of polarizing angle. *Scientific Papers*, tome 3, page 496, et *Philosophical Magazine*, 33 (*1892*), 1.

[26] Drude. — Ueber Oberfläschenschichten. *Wied. Annalen*, 36 (*1889*), 532.

[27] Lord Rayleigh. — On the intensity of light reflected from certain surfaces at nearly perpendicular incidences. *Scientific Papers*, tome 2, page 522, et *Proceedings of the Royal Society*, 41 (*1886*), 275.

[28] F. Kollmorgen. — Light transmission through telescopes. *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 11 (*1916*), 220.

[29] J. Koenigsberger. — Ueber Quartz als Reflexionsnormale, *Physikalische Zeitschrift*, 4 (*1903*), 494.

[30] Ch. Fabry. — La lumière monochromatique, etc. *Éditions de la Revue d'Optique*, *1923*.

[31] W. W. Coblentz. — The present status of constants and verification of thermal radiation of a uniformly heated enclosure. *Journal of the Optical Society of America*, 8 (*1924*), 11.

[32] Kussmann. — Bestimmung der Konstanten σ des Stefan-Bollzmannschen Gesetzes. *Zeitschrift für Physik*, 25 (1924), 58. Analysé dans : *Journal de Physique*, 6e série, 6 (1925), 368 D.

[33] W. E. Forsythe. — Report on pyromery. *Journal of the Optical Society of America*, 4 (1920), 331.

[34] L. T. Troland. — Report on Colorimetry. *Journal of the Optical Society of America*, 6 (1922), 527.

[35] L. T. Troland. — The present status of visual science. *Publication du National Research Council*, 1922.

[36] E. P. Hyde and W. E. Forsythe. — Color temperature and brightness of various illuminants. *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 16 (1921), 419.

[37] W. E. Forsythe. — Color temperature and brightness of moonlight. *Nature*, 111 (1923), 533.

[38] Computation of spectral energy distribution by Planck's formula. *Miscellaneous publications of the Bureau of Standards*, n° 56, *mars* 1925.

[39] Boutaric et Vuillaume. — Sur quelques propriétés des sources lumineuses à rayonnement intégral. *Revue d'Optique*, 2 (1923), 41.

[40] H. E. Ives. — The luminous properties of the black body. *Journal of the Optical Society of America*, 12 (1926), 75.

[41] E. P. Hyde, W. E. Forsythe and F. E. Cady. — A new experimental determination of the brightness of a black body and the mechanical equivalent of light. *Physical Review*, 2e série, 13 (1919), 45.

[42] H. E. Ives. — A primary standard of light. *Journal of the Franklin Institute*, 197 (1924), 147 et 359.

[43] Fleury. — Mesures sur le rayonnement du corps noir en vue de son emploi comme étalon primaire d'intensité. *Annales de Physique*, 10e série, t. 5 (1926), 265.

[44] E. P. Hyde, W. E. Forsythe and F. E. Cady. — On the distribution of energy in the visible spectrum of a cylindrical acetylene flame. *Physical Review*, 2e série, 14 (1919), 379.

[45] W. W. Coblentz. — Distribution of energy in the spectrum of an acetylene flamme. *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, n° 362 (1920).

[46] W. Geiss. — De totale straling van Platina. *Physica*, 5 (1925), 203.

[47] H. Rubens. — Le rayonnement des manchons à incandescence. *Journal de Physique*, 4e série, 5 (1906), 306.

[48] H. E. Ives. — Color measurements of illuminants. *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 5 (1910), 189.

[49] Abbot. — The sun's energy spectrum and temperature. *Astrophysical Journal*, 34 (1911), 197.

[50] Ch. Fabry et H. Buisson. — Étude de l'extrémité ultra-violette du spectre solaire. *Journal de Physique*, 6e série, 2 (1921), 197.

[51] I. G. Priest. — Mesurement of the color temperature of the more efficient light sources by the method of rotatory dispersion. *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, n° 443 (1922).

[52] I. G. Priest. — Preliminary data on the color of daylight at Washington. *Journal of the Optical Society of America*, 7 (1923), 78.

[53] W. E. Forsythe. — Accuracy in color matching of incandescent sources. *Journal of the Optical Society of America*, 6 (*1922*), 476.

— Color match and spectral distribution. *Journal of the Optical Society of America*, 7 (*1923*), 1115.

[54] W. E. Forsythe and A. G. Worthing. — The properties of tungsten and the caracteristics of tungsten lamps. *Astrophysical Journal*, 51 (*1925*), 146. Traduit intégralement dans : *Revue générale de l'Électricité*, 20 (*1926*), 303 et 331.

[55] C. Zwikker. — Propriétés physiques du tungstène. *Archives néerlandaises des sciences exactes*, série III A, 9 (*1925*), 207.

[56] H. H. Kimball. — Daylight illumination, and the intensity and duration of twilight. *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 11 (*1916*), 399.

[57] H. E. Ives. — The luminous efficiency of the solar radiation. *Transactions of the Illuminating Engineering Society*, 11 (*1916*), 888.

[58] Enoch Karrer. — A method of determining the radiant luminous efficiency by means of a cell whose transmission curve is identical with the luminosity curve of the average eye. *Physical Review*, 2e série, 5 (*1915*), 189.

[59] K. Angström. — The mechanical equivalent of the unit of light. *Astrophysical Journal*, 15 (*1902*), 223.

[60] E. P. Hyde, F. E. Cady and W. E. Forsythe. — Color temperature scale for tungsten and carbon. *Physical Review*, 2e série, 10 (*1917*), 395.

[61] H. Buckley, L. J. Collier and F. J. C. Brookes. — The colour temperature and luminous efficiency relation for tungsten. *National Physical Laboratory collected Researches.*

[62] I. G. Priest. — The spectral distribution of energy required to evoque the gray sensation. *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, nº 417 (*1921*).

[63] I. G. Priest. — The colorimetry and photometry of daylight and incandescent illuminants by the method of rotatory dispersion. *Journal of the Optical Society of America*, 7 (*1923*), 1175.

[64] H. E. Ives. — Simultaneous color measurements of illuminants by trichromatic and monochromatic analysis. *Journal of the Optical Society of America*, 7 (*1923*), 287.

[65] Dorgelo. — Photographische Spectralphotometrie. *Physikalische Zeitschrift*, 26 (*1925*), 756.



TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I

Radiations simples; leur classification.

CHAPITRE II

Intensités énergétiques

CHAPITRE III

Mesures visuelles. Unités photométriques

CHAPITRE IV

Relation entre les données visuelles et les données énergétiques relatives a un rayonnement

CHAPITRE V

Polarisation de la lumière

CHAPITRE VI

Propriétés photométriques des corps

CHAPITRE VII

Lois du rayonnement

CHAPITRE VIII

Notions de colorimétrie. Lumière blanche

CHAPITRE IX

